

PhD értekezés

A MÁGNESEZETTSÉG IRÁNYÁNAK MEGHATÁROZÁSA
ELLIPTIKUSAN POLÁROS REZONÁNS FOTONOKKAL

Tanczikó Ferenc

MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet

Témavezető:

Dr. Bottyán László, a fizikai tudomány kandidátusa

Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Kar
Fizika Doktori Iskola
Anyagtudomány és Szilárdtestfizika Program

Doktori iskola vezetője: Prof. Horváth Zsolt
Doktori program vezetője: Prof. Lendvai János

2010

Tartalomjegyzék

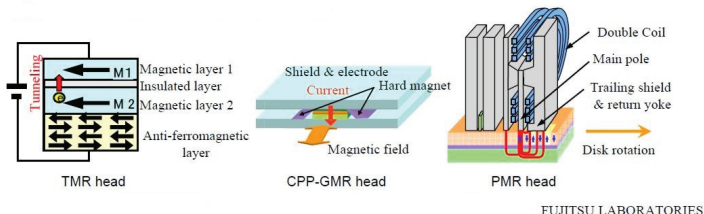
| | |
|--|----|
| I. Bevezetés | 4 |
| II. Irodalmi áttekintés | 8 |
| II.1. Polarizált sugárzás előállítása szűrőtechnikával | 8 |
| II.2. Polarizált sugárzás előállítása felhasadt forrással | 9 |
| II.3. Cirkulárisan (elliptikusan) polarizált szinkrotronsugárzás előállítása | 10 |
| III. Elméleti áttekintés | 12 |
| III.1. Mössbauer-spektroszkópia | 12 |
| III.1.1. A Mössbauer-effektus | 12 |
| III.1.2. Hiperfinom kölcsönhatások | 14 |
| III.1.3. A szórásprobléma | 16 |
| III.1.4. Hullámterjedési modellek | 20 |
| III.1.5. Konverzióelektron-Mössbauer-spektroszkópia | 23 |
| III.2. A mágneses hiperfinom tér irányának meghatározása a Mössbauer-effektus felhasználásával | 25 |
| III.2.1. A hiperfinom tér iránymeghatározása polarizálatlan γ -fotonokkal | 26 |
| III.2.2. A hiperfinom tér iránymeghatározása polarizált γ -fotonokkal | 27 |
| III.2.3. A mágnesezettség beállításának meghatározása lineárisan polarizált sugárzással | 28 |
| III.2.4. A mágnesezettség előjelének meghatározása cirkulárisan polarizált sugárzással | 29 |
| III.2.5. A mágnesezettség irányának meghatározása elliptikusan polarizált sugárzással | 30 |
| IV. Az alkalmazott kísérleti módszerek | 32 |
| IV.1. Mössbauer-spektroszkópia | 32 |
| IV.1.1. Konverzióelektron-Mössbauer-spektroszkópia | 33 |
| IV.2. Reflektometriai módszerek (SMR, PNR) | 35 |
| IV.3. Szinkrotronos Mössbauer-spektroszkópia | 37 |
| IV.3.1. A szinkrotron-sugárzás | 37 |
| IV.3.2. Magrezonancia-szórás | 38 |
| IV.4. Mintapreparációs technikák | 39 |
| IV.4.1. Az általunk használt minták | 43 |
| V. Eredmények, és értékelésük | 46 |
| V.1. Új kísérleti módszerek – Mössbauer-polarimetria | 46 |
| V.1.1. Lineáris Mössbauer-polarimetria | 47 |
| V.1.2. Lineáris CEMS polariméter | 48 |
| V.1.3. Elliptikus Mössbauer-polarimetria | 51 |
| V.1.4. Elliptikus CEMS polariméter | 53 |
| V.1.5. Szinkrotronos elliptikus Mössbauer-polarimetria | 60 |
| V.2. A mágnesezettség irányának meghatározása a négy alspektrum lineáris kombinációjából | 70 |
| V.3. „Blackness” effektus a konverzióelektron-Mössbauer-spektroszkópiában | 78 |
| V.4. Antiferromágneses rendszerek vizsgálata | 88 |
| V.4.1. Antiferromágneses Fe/Cr és Fe/Gd rendszerek | 88 |
| V.4.2. A térfogati spinátfordulás meghatározása AF csatolt Fe/Cr multirétegekben, lineáris polarimetriával | 89 |

| | |
|--|-----|
| V.4.3. Rétegmágnesezettségek beállásának analizálása a Fe könnyűmágnesezési irányában történt mágnesezéssel, lineáris polarimetriával..... | 94 |
| V.4.4. A Rührig-állapot előállítása, a felületi spinátfordulás kísérleti kimutatása ... | 99 |
| V.4.5. Az egzakt nehéz irányból történő elorientálás utáni spinátfordulás kimutatása | 103 |
| V.4.6. Egytengelyű spinátugrás kimutatása egy aszimmetrikus Fe/Cr hármastreteg | 105 |
| V.4.7. Antiferromágneses Fe/Gd hármastreteg mágnesezettség-vizsgálata | 108 |
| VI. Összefoglalás | 111 |
| VII. Summary | 112 |
| Tézisek | 113 |
| A tézispontokhoz tartozó közlemények | 116 |
| További publikáció a dolgozat témájában | 117 |
| Köszönetnyilvánítás | 117 |
| Felhasznált irodalom | 117 |

I. Bevezetés

Napjaink modern iparágai (elsősorban az információtechnológia, és az autóipar) egyre szélesebb körben használnak mágneses rétegszerkezeteket. A hasznosítás elsősorban azon alapszik, hogy ferromágneses rétegek mágnesezettségének relatív beállása – a nem mágneses köztes réteg vastagságától függően lehet párhuzamos, vagy ellentétes. Ezekben a mágneses rétegrendszerekben a ferromágneses rétegek közötti csatolás a nem mágneses réteg vastagságától függően lehet ferromágneses (FM), vagy antiferromágneses (AF). Ferromágneses csatolás esetén a mágneses rétegekben a mágnesezettségek párhuzamosak egymással, míg antiferromágneses esetben ellentétesek. Az AF csatolt, periodikus, epitaxiális Fe/Cr multirétegek nagyon jó példák a mesterséges antiferromágneses rétegrendszerre [1, 2]. A szomszédos rétegmágnesezettségek egymással párhuzamosan, illetve ellentétesen állnak a két merőleges mágneses könnyű irány ($\text{Fe}[010]$ és $\text{Fe}[100]$ irányok, melyek párhuzamosak a $\text{MgO}(001)$ egykristályhordozó $\text{MgO}[\bar{1}10]$ és $\text{MgO}[\bar{1}\bar{1}0]$ irányával) mentén. Később más fémes rendszerekben (pl.: Gd/Y [3], a Dy/Y [4], Co/Cu [5], Fe/Si [6, 7], Fe/Ag [8]) is találtak AF csatolást. Természetesen az antiferromágneses szerkezet külső mágneses tér hatására részlegesen vagy teljesen összezáródik. Baibich és munkatársai 1988-ban mutatták ki [9], hogy ez az összezáródás a rétegszerkezet elektromos ellenállásának több százalékos csökkenésével jár, ami a fémekben megfigyelhető tömbi mágneses ellenállásváltozást egy-két nagyságrenddel felülmúlja; a jelenség ezért érdemelte ki az „óriás” jelzőt. Ez az úgynevezett „óriás” mágneses ellenállás (GMR) jelensége, ami új perspektívákat nyitott a számítástechnika-iparban [10]. A GMR elven működő mágneses olvasófej működőképességét 1994-ben mutatták meg, majd 1997-ben piacra is került az első ilyen eszköz. Mivel ez a jelenség a mágneses bit értékének a diszk forgási sebességétől független érzékelését teszi lehetővé, a bitsűrűség növelése előtt nagy távlatok nyíltak. Az ezredfordulóra gyakorlatilag az összes létező merevlemez-tárolóban GMR olvasófejek működtek. Ezek után nem meglepő, hogy 2007-ben a fizikai Nobel-díjat a GMR felfedezéséért ítélték oda [11]. A fejlődés nem állt meg, napjainkra a fejlesztők és gyártók további megoldásokat találtak az adatsűrűség, és az olvasási sebesség növelésére. A fejlesztések eredményeiből három látható az 1. ábrán.

A TMR fej az alagutazó mágneses ellenállás (TMR, [12]) jelenségén alapul. Két mágneses réteg közé egy szigetelő réteget téve állítanak elő egy szendvicsszerkezetet. Ha a rendszerre feszültséget kapcsolunk, a szigetelő rétegen keresztül alagútáram folyik. Az egyik réteg mágnesezettsége irányának a megváltozása hatására az alagút-elektronok áthaladási valószínűsége megváltozik, ami ellenállás-változásban nyilvánul meg [12, 13].



1. ábra: Néhány példa a legújabb fejlesztésű mágneses olvasófejekre. A TMR fej az alagútellenállás, a CPP-GMR fej merőleges áram alkalmazásával ér el nagyobb ellenállásváltozást. A PMR fej merőleges mágnesezettség alkalmazásával növeli az adatsűrűséget.

Mintegy kettes faktorial nagyobb ellenállás változás érhető el, ha a film síkjára merőlegesen vezetjük az áramot. Ezt használják ki a CPP-GMR fejekben (CPP: Current Perpendicular to Plane, azaz síkra merőleges áram) [14]. Itt nincs szigetelőréteg, így kisebb az ellenállás, mint a TMR fejben. A CPP-GMR fej nagyfrekvenciás alkalmazások esetén előnyös (1. ábra).

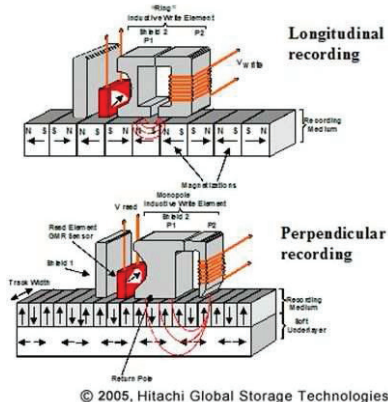
A PMR fej merőleges mágneses teret használ az írásra/olvasásra (PMR: Perpendicular Magnetic Recording, azaz merőleges mágneses rögzítés). A fej főmágneses lengő oldalára egy mágneses járom van rögzítve, az ún. lengőpajzs. A szórt íróteret ezen a jármon elnyelődik, így egy nagyon éles íróteret eredményez, ami szükséges a nagysűrűségű adattároláshoz [15] (1. ábra). Ahhoz, hogy ezt a merőleges mágneses rögzítést megvalósíthassuk, a merevlemez mágneses hordozóanyagában merőlegesen, a síkban kifordítva kell írni a mágnesezettséget. Ehhez olyan anyagokra van szükség, amelyek a merőleges mágneses anizotrópiát (angol rövidítéssel PMA) mutatják. Ezekben az anyagokban az $L1_0$ rendezett fázis biztosítja a PMA kialakulását. Ilyen szerkezet pl. a CoPt, FePt, FePd, CoPd ötvözetekben alakul ki. Ebben a témában csoportunkból Bottyán László és Merkel Dániel végez kutatásokat [16 - 18].

Jelen dolgozatban sem a fémes rétegszerkezetekben esetenként megfigyelhető antiferromágneses csatolás eredetével, sem az óriás mágneses ellenállás elméletével nem kívánok foglalkozni – előbbi oka a nem ferromágneses fém vezetési elektronjai által a ferromágneses fémrétegek mágneses nyomatékai között közvetített kicserélődési kölcsönhatás, míg utóbbi a vezetési elektronok spinfüggő szórásában leli magyarázatát. Ehelyett a rendszerek mágneses jellemzésével foglalkozom. A multirétegek doménszerkezete a mágneses adattárolásban történő felhasználás miatt kiemelten kutatott terület [19–27]. Ezen felül az egyes rétegekben a rétegmágnesezettség iránya (beállása és előjele) is információ-hordozó: információt nyújt a rétegek kölcsönhatásáról (csatolás, anizotrópia) és a spindinamikáról. A rétegmágnesezettség iránya megadja a hiperfinom tér irányát is. Fémvasban a ^{57}Fe mag helyén mérhető hiperfinom tér egzaktul ellentétes a lokális mágnesezettséggel. [28, 29]. A rétegmágnesezettség iránya a mágneses adattárolásban gyakorlati jelentőséggel is bír (2. ábra).

2. ábra: A mágneses adattárolásban a mágnesezettség iránya alapján különböztetik meg az egyes bitek értékeit. Az újgenerációs merevlemezekben síkra merőleges mágnesezést alkalmaznak, ami nagyobb adatsűrűséget eredményez.

Itt ugyanis az egyes bitek értékét az egyes domének mágnesezettségének az iránya határozza meg. Az újabb generációs merevlemezek már a síkra merőlegesen mágnesezettek, ami nagyobb adatsűrűséget tesz elérhetővé

(2. ábra). A mágnesezettség iránymeghatározása antiferromágneses rendszerek esetén nem egyszerű feladat. Az elterjedt magnetometriai módszerek (pl. rezgőmintás magnetometria (VSM) [30], SQUID magnetometria [31] a tömbi mágnesezettségre érzékenyek elsősorban, az egyes rétegek mágnesezettségére nem, míg magnetooptikai Kerr-effektuson alapuló magnetometria (MOKE) [32]) ugyan nem tömbi információt ad, de a fény behatolási mélysége, amelyre átlagol, sokszorosán meghaladja az itt tárgyalt



szerkezetek rétegvastagságait. A dolgozatban bemutatok egy általunk kifejlesztett módszert, amellyel mindez kiküszöbölhető, bár megvalósítása nem triviális feladat. A Mössbauer-effektuson alapuló spektroszkópai módszerek kiválóan alkalmasak (esetleg eltemetett) mágneses rétegek mágnesezettség-beállásának és -irányának meghatározására. A hagyományos Mössbauer-spektroszkópiában a mintán áthaladó sugárzást detektáljuk, ami hordozóra növesztett rétegszerkezetek esetén nem lehetséges. Az áteresztett γ -sugarak detektálása helyett felületek, vékonyrétegek vizsgálatára a Mössbauer spektroszkópiában a konverziós elektronok detektálása az elterjedt (conversion electron Mössbauer spectroscopy, CEMS), azonban a CEMS polarimetriának, azaz polarizált forrással, polarizált abszorbenssel végzendő CEMS vizsgálatoknak jelen munka előtt sem kísérleti, sem elméleti feltételei nem álltak rendelkezésre. Dolgozatomban ezt a fontos kérdéskört vizsgálom.

II. Irodalmi áttekintés

A polarizált forrással végzett Mössbauer-spektroszkópia nem újképletű dolog: már a 60-as években megvalósították transzmisszióban. Az alábbiakban az eddigi eredményeket az egyes polarizációs módszerek szerint tagolva foglalom össze.

II.1. Polarizált sugárzás előállítása szűrőtechnikával

Monokromatikus, polarizált sugárzás előállítható hagyományos polarizálatlan egyvonalas forrás alkalmazásával, ahol a fotonok polarizációs szűrőn mennek keresztül, amely csak a meghatározott polarizációjúakat engedi át. Ez a szűrő a polarizátor. Külső térrel orientált mágnesezettségű ferromágneses anyag például alkalmas polarizátornak. A vas atomi mágneses nyomatékai a hiperfinom mágneses tér közvetítésével orientálják a ^{57}Fe magnyomatékait. A polarizátor forráshoz képest állandó Doppler-sebességű mozgásával az ^{57}Fe egyik átmenete gerjeszthető [33]. A γ -fotonokkal párhuzamosan beállított mágnesezettségű ^{57}Fe egyvonalas, cirkulárisan polarizált forrással felvett spektruma csak az 1-es 4-es, illetve a 3-as 6-os vonalakat tartalmazza, a hiperfinom tér előjelétől függően. Így a módszer alkalmas a mágnesezettség, azzal együtt a hiperfinom tér előjelének meghatározására.

A monokromatikus, polarizált forrást először Shtrikman és munkatársai valósították meg [33, 34]. Polarizátorként ittrium-vas-gránátot (YIG) használtak. A megoldásuk kissé bonyolult volt, mivel a mintát és a polarizátort függetlenül kellett mozgatniuk egy külön erre a célra tervezett eszközzel. Emiatt a későbbiekben, az irodalomban kevesen alkalmazták ezt a módszert. A kettős mozgítás elkerüléséhez a forrás mátrixának a polarizátorral állandó rezonanciában kell lennie. Erre példa lineáris polarizáció esetére a $^{57}\text{Co}(\text{CoO})$ forrás és a Fe-Rh-Ni polarizátor alkotta rendszer [35 – 37]. A ^{57}Fe magnak a CoO mátrixban nagy izomér eltolódása van, és állandó rezonanciában van a Fe-Rh-Ni polarizátor 4-es átmenetével, ha az a forráshoz képest nem mozog. Másik lehetőség a $^{57}\text{FeBO}_3$ polarizátor használata [38, 39]. Ebben az esetben a forrás és a polarizátor közötti energiaeltolódást a $^{57}\text{FeBO}_3$ polarizátor megfelelő hőmérsékleten tartásával érték el.

Lineárisan polarizált sugárzás a kvadrupólus felhasadás segítségével is előállítható [36]. Cink fluoszilikátban hígított vas fluoszilikát kristály $^{57}\text{Co}(\text{Cu})$ egyvonalas forrással felvett spektruma kvadrupólus felhasadást mutat a nulla sebességnél [40]. Ha a γ -fotonok

terjedési iránya párhuzamos a kristály c tengelyével (romboéderes tengely), akkor a nulla sebességnél lévő vonal lineárisan polarizálódik, egy lineárisan polarizált γ -forrást kapunk. A módszert később kibővítették más forrásokra is, pl. $^{57}\text{Co}(\text{LiNbO}_3)$ forrással vizsgáltak FeCO_3 kristályokat [41], illetve ^{57}Fe szennyezőket vizsgáltak LiNbO_3 -ban [42].

A fentiekben említett szűrőkkel lineárisan polarizált sugárzás állítható elő. Cirkulárisan polarizált sugárzás előállítására a Fe_3Si polarizátor használata ad lehetőséget. A Fe_3Si Mössbauer-spektruma két inekvivalens vas alrácsból származtatható [43 – 46]. Az egyik Zeeman-szextett nagy izomér eltolódást és kis hiperfinom teret mutat. Ezen alspektrum harmadik vonala közel van a Cr-mátrixban lévő vas emissziós vonalához [47]. A Fe_3Si -hez adalékolt további Si csak az egyik Fe-alrácsba épül be. Az így kapott $\text{Fe}_{2,85}\text{Si}_{1,15}$ rendszerben a vas új lokális környezete új Zeeman-szextett eredményez kisebb mágneses hiperfinom térrel, és nagyobb izomér eltolódással [43 – 46]. A Cr-mátrixban lévő Fe emissziós vonala a polarizátor fent említett alrácsa harmadik vonalának a környezetében helyezkedik el, így az emittált fotonok rezonánsan nyelődnek el a $\text{Fe}_{2,85}\text{Si}_{1,15}$ polarizátorban anélkül, hogy azt mozgatni kellene a forráshoz képest. Cirkulárisan polarizált fotonokat kapunk, ha külső tér segítségével a terjedési irányukkal párhuzamosan állítjuk be a polarizátor mágneses nyomatékait. A módszert K. Szymański és munkatársai dolgozták ki [45, 47 – 49], és alkalmazták transzmissziós, valamint CEMS [50, 51] mérésekben.

II.2. Polarizált sugárzás előállítása felhasadt forrással

Mágneses felhasadás esetén az egyes átmenetek jól meghatározott polarizációval rendelkeznek. Ha a mágnesezettség merőleges \mathbf{k} -ra, hat lineárisan, míg ha párhuzamos vele, négy cirkulárisan poláros vonalat kapunk. Köztes esetekben a vonalak elliptikusán polarizáltak [52]. A módszer bonyolultabb spektrumokat eredményez ugyan, mint ha egyvonalas forrást használunk polarizációs szűrővel, de a polarizáció csaknem 100 %, és nem lép fel intenzitásvesztés sem. A kísérleti megvalósítás felhasadt forrással történik, ami a radioaktív ^{57}Co ferromágneses α -Fe mátrixba történő bediffundáltatásával állítható elő [53].

Lineárisan polarizált sugárzás felhasadt forrással történő kísérleti előállítása viszonylag egyszerű. A forrás mátrixát adó vasfólia síkja általában merőleges \mathbf{k} -ra; ebben

a síkban könnyen, kis külső tér alkalmazásával mágnesesen telíthető. A módszer alapjait transzmisszióban már a hatvanas években kidolgozták [54, 55].

Cirkuláris polarizáció kísérleti előállításához a forrás mátrixát adó vasfóliát a síkjára merőlegesen kell átmágnesezni [56, 57]. A mágneses alaki anizotrópia miatt ehhez nagyon nagy, mintegy 10,8 T mágneses teret használtak (elvileg már mintegy 5 T elég lett volna). A kísérletet csak párhuzamos esetben lehetett elvégezni, mivel a megvalósítás úgy történt, hogy a forrást és az abszorbenst ugyanabban a mágneskriosztátban helyezték el. Ellentétes esetben két kriosztátra lenne szükség, és a kísérlet az ekkora terek esetén fellépő óriási erőhatások miatt valószínűleg kivitelezhetetlen. A probléma kiküszöbölésére Frauenfelder [52] a döntött forrás – döntött abszorbens elrendezést javasolta. Ennek a lényege, hogy a forrás-, és az abszorbensfóliát 10–30°-kal kidöntjük a síkjából. Ekkor a fóliák még könnyen telítésbe vihetők. A sugárzás elliptikusan polarizált lesz, de a cirkulárisan polarizált vonalak dominálnak benne [52, 58].

A felhasadt forrással történő polarimetria alapjait, mint bemutattam, már a hatvanas években kidolgozták. Mégsem terjedt el a módszer a vékonyréteg-vizsgálatban, aminek több oka van. A módszereket transzmisszió esetére dolgozták ki, ami vékonyrétegek esetén az átvilágíthatatlan hordozó miatt nem alkalmazható. Nem volt megfelelő kisszögű CEMS detektor az elliptikus polarimetriához, továbbá nem voltak kidolgozva megfelelő formulák, melyekkel a mért vonalintenzitásokból a mágnesszettség irányát könnyen meg lehetett volna határozni. Ezeket a problémákat – mint azt a dolgozatban részletesen bemutatom – sikerült megoldanunk, és néhány alkalmazással demonstrálom a módszer használhatóságát is.

II.3. Cirkulárisan (elliptikusan) polarizált szinkrotronsugárzás előállítása

A szinkrotronoknak nevezett részecskegyorsítóknak és a részecskék tárológyűrűiben a töltött részecskék körpályán tartása (tehát centripetális gyorsítása) melléktermékeként keletkező elektromágneses sugárzás a szinkrotronsugárzás. A szinkrotronsugárzás általában lineárisan polarizált, helikális undulátort alkalmazva közvetlenül nyerhető cirkuláris, vagy elliptikus sugárzás, de ez nukleáris rezonanciaszórási nyaláboknál nem elérhető. A lineáris nyaláb esetén a polarizációs síkból kilépve, alatta, vagy felette elliptikus a sugárzás, ami használható lenne, de ezt a módszert nem lehet egyik nukleáris

rezonanciaszórási nyalábnál sem megvalósítani. Lineárisan polarizált sugárzás cirkulárisra alakítására az egyik legkézenfekvőbb módszer az optikából ismert lambdanegyedes fáziskésleltető lemez használata. Az irodalomból ismert, hogy gyémánt [59], és Si [60] egykristálylemezeken hatékonyan használhatók a ^{57}Fe 14,41 keV-es rezonáns sugárzása fáziskésleltetőjeként. A rezonáns nukleáris magnetometriát, azaz a hiperfinom tér beállításának, és irányának a meghatározását a szinkrotronsugárzás nukleáris rezonanciaszórása alkalmazásával elsőként L'abbé és munkatársai demonstrálták [59]. A lineárisan polarizált szinkrotronsugárzást egy gyémánt fáziskésleltető lemezzel alakították cirkulárisra. A tér irányának a hullámvektorral párhuzamosból vele ellentétesbe történő átállításakor a kvantum-lebegésekben inverziós szimmetria áll fenn. Ennek kiküszöbölésére a szerzők a nyaláb útjában egy egyvonalas referencia-mintát is elhelyeztek, és azt egy állandó sebességű Mössbauer-mozgatóval rezgették, aminek következtében eltolódott az átmeneti energiája.

Ennél sokkal egyszerűbb az általunk kifejlesztett módszer, amely lényegében a korábban már bemutatott elliptikus laborpolarimetria átültetése a szinkrotrons esetre. A módszer nem igényel se fáziskésleltetőt, se egyvonalas referenciáment, ehelyett egy mágnesezett, rezonáns szűrőt illesztünk a nyaláb útjába.

III. Elméleti áttekintés

Ebben a fejezetben a dolgozatban használt módszerek elméletét tekintem át. Először a hagyományos Mössbauer-spektroszkópiát, és a hozzá kapcsolódó szórási, és hullámterjedési jelenségeket, amelyek nélkül az V.2-es, és V.3-as fejezetek nem érthetők meg. Ezután az általunk kifejlesztett Mössbauer-polarimetria (V.1. fejezet) elméletét ismertetem.

III.1. Mössbauer-spektroszkópia

A Mössbauer-effektus 1958-as felfedezése [61] egy új anyagvizsgálati lehetőséget nyitott a tudomány számára. A ^{57}Fe izotóp könnyen detektálható Mössbauer-effektusának a felfedezése [62, 63] után az alkalmazási területek tovább bővültek. Az effektus alapjait számos mű részletesen tárgyalja [64 - 68], ezekből a legfontosabbakat, és az általam használtakat ismertetem.

III.1.1. A Mössbauer-effektus

A visszalökődésmentes rezonanciaabszorpció, azaz a Mössbauer-effektus [61] alkalmazásával olyan nagy relatív energiafelbontás ($\Delta E / E_0 \approx 10^{-14} - 10^{-15}$) érhető el, melyet egyetlen más módszer sem tud megközelíteni.

Egy gerjesztett állapotú rögzített atommag legerjesztődésekor egy E energiájú fotont bocsát ki

$$W(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \frac{1}{1 + \alpha}$$

valószínűséggel, ahol α a belső konverziós együttható, Γ pedig a természetes vonalszélesség, melyet a gerjesztett állapot τ élettartamával a $\Gamma\tau = \hbar$ Heisenberg-reláció kapcsol össze, ahol \hbar a Planck-állandó. Az emissziós spektrum intenzitása:

$$I(E) = I_0 \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \frac{1}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2},$$

egy E_0 körüli Lorentz-eloszlást ad.

Egy alapállapotban lévő mag az E energiájú fotont

$$\sigma(E) = \sigma_0 \left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2 \frac{1}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2}$$

hatáskeresztmetszettel abszorbeálja, ahol $\sigma_0 = 2\pi\hbar^2 e^2 \frac{2I_g + 1}{2I_a + 1} \cdot \frac{1}{E^2}$. I_g és I_a a gerjesztett, illetve az alapállapot spinje.

A megfigyelhető hatáskeresztmetszet a teljes rezonanciaabszorpcióra:

$$\sigma_{eff} = \int_0^{\infty} W(E) \sigma(E) dE.$$

Mivel az atommagok nem rögzítettek, az emittált γ -foton a magnak $E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$ visszalökési energiát ad át, ahol M a mag tömege. A foton energiája ennyivel csökken, ezért az emissziós vonal az $E - E_R$ energiánál jelenik meg, és az abszorpció hatáskeresztmetszet görbéje az E_R -rel nagyobb energiák felé tolódik el. Így a megfigyelhető hatáskeresztmetszetet a $\sigma_{eff} = \int_0^{\infty} W(E + E_R) \sigma(E - E_R) dE$ összefüggés adja meg, ami csak akkor nem elenyészően kicsi, ha $2E_R \leq \Gamma$.

Szabad atommagokra ez nagyon ritkán teljesül, ezért kicsi a rezonancia-abszorpció létrejöttének a valószínűsége.

Ha az emittáló és az abszorbeáló atommag kristályban van kötve, a visszalökődési energiát a rácsrezgések rendszere, a fonongáz veszi fel, hiszen néhány meV energia nem elég arra, hogy az atomot a kristályrácsbeli helyéről kilökje (ehhez mintegy 20 eV kell). Ilyenkor számottevő a valószínűsége annak, hogy a fonongáz változatlan maradjon, és az emisszió, illetve az abszorpció visszalökődésmentes legyen [61]. Ez a jelenség a Mössbauer-effektus.

Annak a kvantummechanika szerinti valószínűségét, hogy a szilárd test alapállapotban volt, és a γ -foton kibocsátása után is alapállapotban marad, az f Mössbauer–Lamb-faktor adja meg: $f = e^{-\frac{1}{3}k_0 \langle x^2 \rangle}$, ahol $k_0 = \frac{E_0}{\hbar c}$ a foton hullámszámvektora, $\langle x^2 \rangle$ a kvantumoszillátor kitérésnégyzetének várható értéke.

3. ábra: A ^{57}Co mag bomlási sémája [69]

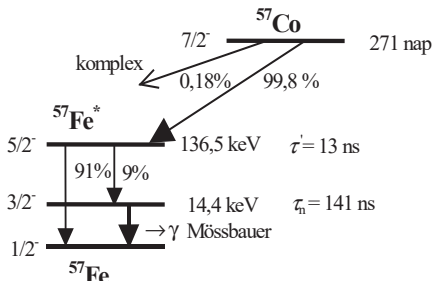
A Debye-modellt használva a Mössbauer–Lamb-faktor az

$$f = e^{-\frac{3E_R}{2k\theta_D}}$$

alakban

számolható. Az f értéke nagy, ha az E_R visszalökődési

energia kicsi, és a θ_D Debye-hőmérséklet nagy. Akkor mutatható ki a Mössbauer-effektus, ha a fentiek mellett az $n f \sigma_0$ szorzat elég nagy, ahol n a rezonáns magok száma. E_0 nem lehet túl nagy, és mivel a túl keskeny, és a túl széles rezonancivonalak kimutatása egyaránt nehézkes, a gerjesztett állapot élettartama 1–500 ns között változhat. Emellett a rezonáns izotóp gyakorisága is számottevő kell, legyen. A fenti feltételeknek a legjobban a ^{57}Fe mag 14,4 keV-es átmenete felel meg (3.ábra).



III.1.2. Hiperfinom kölcsönhatások

Az atommag kölcsönhat a környezetében lévő elektronokkal és magokkal, valamint a kívülről származó elektromos és mágneses terekkel. A mag helyén nagy elektromos és mágneses terek vannak. A kölcsönhatás következtében a mag eredeti energianívói $10^{-6} - 10^{-9}$ eV-tal eltolódnak, felhasadnak. Ezek a kölcsönhatások a Mössbauer-effektus felhasználásával mérhetők. Az alábbiakban vázlatosan ismertetem ezeket.

Elektromos kölcsönhatások

Az elektromos energia az $E_{el} = \int \rho(r) \Phi(r) d^3r$, ahol $\Phi(r)$ a potenciál, és $\int \rho(r) d^3r = Ze$. A potenciál Taylor-sorfejtett alakját visszaírva az eredeti összefüggésbe az elektromos energia az $E_{el} = E^{(0)} + E^{(1)} + E^{(2)} + \dots$ alakba írható.

$E^{(0)}$ a ponttöltésnek tekintett mag Coulomb-energiája. Ez a gerjesztett és az alapállapot szintjét azonos mértékben tolja el, a kisugárzott γ -foton energiájára nincs hatással.

$E^{(1)}$ a mag elektromos dipólusnyomatéka és az elektromos térerősség kölcsönhatása. Mivel a magnak nincs eredő elektromos dipólusnyomatéka, ez a tag nulla.

$E^{(2)} = E_C + E_Q$, ahol E_C a monopólus kölcsönhatás, míg E_Q az elektromos kvadrupólus-kölcsönhatás.

Az izomértelődés az E_C monopólus-kölcsönhatás következménye: elektrosztatikus kölcsönhatás a mag és elektronfelhő magba behatoló része között. A gerjesztett és alapállapot közti energiakülönbség megváltozik, mivel a két állapotban különbözik a magsugár. A mag helyén az s elektronoknak van lényeges járuléka. Ha az abszorbenzben és a forrásban különbözik a mag helyén az s elektronok sűrűsége, izomér eltolódás lép fel.

Az elektromos kvadrupólus-kölcsönhatás eredményezi a Mössbauer-spektrumok kvadrupólus-felhasadását. E_Q a mag paramétereinek, gömbszimmetriktól való eltérésének a függvénye.

A ^{57}Fe alapállapota $I = 1/2$ magspinű tehát nem hasad fel; $I = 3/2$ esetén szimmetrikus vonalfelhasadás tapasztalható, a vonalak távolsága: $\Delta E_Q = 2E_Q$.

Mágneses felhasadás

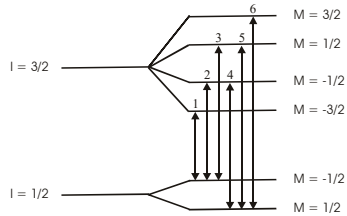
A mag \mathbf{m} mágneses dipólusnyomatéka kölcsönhat a mag helyén lévő \mathbf{B} mágneses indukcióval.

$$E_m = -\mathbf{m}\mathbf{B} = -g_N \mu_N B_z m_I,$$

ahol g_N a mag Landé-faktora, μ_N a mag-magneton, \mathbf{B} a külső- és a belső mágneses tér összege. $2I+1$ darab, egymástól $g_N \mu_N B$

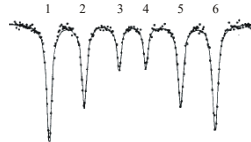
távolságra lévő alszint keletkezik, az alap- és a gerjesztett állapot egyaránt felhasad, az $I = 3/2$ átmenet kiválasztási szabálya: $\Delta m = 0, \pm 1$.

^{57}Fe esetén a felhasadásnak, és a kiválasztási szabálynak megfelelő Mössbauer-spektrum hat vonalat tartalmaz (4. ábra).



4. ábra: Az $1/2 \rightarrow 3/2$ -es átmenet felhasadása mágneses dipólus kölcsönhatás esetén

A fentiekén kívül még relativisztikus effektusok is fellépnek, úgy mint a



másodrendű Doppler-effektus, és a gravitációs vöröseltolódás. A munka során ezeket az effektusokat nem használtam fel, ezért a részletezésüktől eltekintek.

III.1.3. A szórásprobléma

A dolgozatban a spektrumok kiértékelésénél a később bemutatandó konverziós elektron Mössbauer-spektroszkópiában lényeges szerepet kap az elektronok szóródása az anyagban. Ezért kitérek a szórásprobléma elméletére is, [70] alapján.

A nukleáris szuszceptibilitástenzor

Tekintsük a magok és az elektromágneses tér együttesét, mint kölcsönható rendszert. Az elektromágneses (EM) teret, mint perturbációt vesszük figyelembe a véletlenszerűen elhelyezkedő magok rendszerén. Egyszerűség kedvéért az ugyancsak jelenlévő elektronok hatásával most nem foglalkozunk, de a későbbiekben szerepükre még visszatérünk. A magok és az EM -tér közti kölcsönhatás Hamilton-operátorát, H -t a következő alakban írhatjuk fel:

$$H = -\frac{1}{c} \sum_i \mathbf{j}(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_i), \quad (1)$$

ahol $\mathbf{j}(\mathbf{r}_i)$ az i -edik nukleon áramsűrűsége, $\mathbf{A}(\mathbf{r}_i)$ pedig az elektromágneses tér vektorpotenciálja az \mathbf{r}_i pontban. A vektorpotenciál szokásos kifejtését használva:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_i) = \sum_{\mathbf{k}, p} \left(\frac{2\pi\hbar c}{V k} \right)^{1/2} \left\{ c_{\mathbf{k}, p} \hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}, p} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} + H.c. \right\} \quad (2)$$

Ebben a kifejezésben $c_{\mathbf{k}, p}$ a foton abszorpcióoperátora, $\hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k}, p}$ pedig a polarizációs bázisunk egységvektorait jelöli. Vezessük be a σ és π polarizációkat a szokásos módon. Abban az esetben, ha \mathbf{E} -nek csak a beesési síkra merőleges komponense van σ , ha csak azzal párhuzamos komponense van, π polarizációról beszélünk.

Kezdetben tekintsünk egyetlen, az elektromágneses térrel kölcsönható magot. Vizsgáljuk a legegyszerűbb folyamatot, melynek során egy foton elnyelődésével a mag gerjesztődik. A mag I_a spin, ill. m_a mágneses kvantumszámokkal jellemzett állapotából az I_b , m_b állapotba megy át; eközben a tér a \mathbf{k} impulzusú és p polarizációjú egyfoton-állapotból, a

vákuumállapotába kerül. Írjuk fel a Hamilton-operátor mátrixelemeit ezen átmenetre vonatkozóan! Az (1) és a (2) egyenleteket használva a mátrixelemek:

$$H_{m_g m_e}^{k,p} = \left(\frac{2\pi\hbar c}{V k} \right)^{1/2} \left\langle I_g m_g \mathbf{k} p \left| \sum_i \left(-\frac{1}{c} \right) \mathbf{j}(\mathbf{r}_i) \hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k},p}^* c_{\mathbf{k},p} e^{(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i)} \right| I_e m_e \right\rangle = -\frac{1}{c} \left(\frac{2\pi\hbar c}{V k} \right)^{1/2} \hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k},p}^* \cdot \mathbf{J}_{m_g m_e}(\mathbf{k}) \quad (3)$$

ahol bevezettük a \mathbf{k} -reprezentációbeli $\mathbf{J}(\mathbf{k})$ áramsűrűség-operátort, melynek mátrixelemei a következők:

$$\mathbf{J}_{m_g m_e}(\mathbf{k}) = \left\langle I_g m_g \left| \sum_i \mathbf{j}(\mathbf{r}_i) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i) \right| I_e m_e \right\rangle.$$

A (3) kifejezésben a Hamilton-operátor mátrixelemei előálltak az $\hat{\mathbf{u}}_{\mathbf{k},p}^*$ (komplex konjugált) polarizációs vektorok és az áramsűrűség-operátor $\mathbf{J}_{m_g m_e}(\mathbf{k})$ mátrixelemeinek skalárszorozataként.

Térben véletlenszerűen eloszló magok rendszerében az elektromágneses térben vett elsőrendű perturbációs számítást alkalmazva, felírhatjuk az áramsűrűség-mátrixelemek elsőrendű korrekcióit. A kvantumállapotokra átlagolva és a magok eloszlását figyelembe véve a koordinátatérre azt kapjuk, hogy az áramsűrűség elsőrendű korrekciója lineáris kapcsolatban van az elektromos térerősséggel; célszerűen választva a mértéket (a skalárpotenciált zérusnak választva), magával a vektorpotenciállal [71]:

$$\langle \mathbf{J}^{(1)}(\mathbf{k}) \rangle = \sigma(\mathbf{k}) \mathbf{E}(\mathbf{k}) = \frac{i\omega}{c} \sigma(\mathbf{k}) \mathbf{A}(\mathbf{k}). \quad (4)$$

A $\sigma(\mathbf{k})$ arányossági tényező a vezetési tenzor (konkrét alakját lásd később), a (4) kifejezésben tehát a differenciális Ohm-törvényre ismerhetünk rá. Ezt az eredményt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy a véletlenszerűen eloszló magok diszkrét rendszere a szórási folyamat szempontjából ekvivalens egy kontinuum eloszlású dielektrikummal, melynek elektromos szuszceptibilitását a következő alakban írhatjuk fel:

$$\chi(\mathbf{k}) = \frac{4\pi i}{\omega} \sigma(\mathbf{k}).$$

Meg kell jegyezzük, hogy a röntgentartományban az anyagok dielektromos állandója csak mintegy 10^{-5} – 10^{-6} -tal különbözik 1 -től, így célszerű az ϵ dielektromos tenzor helyett a $\chi = \epsilon - 1$ összefüggéssel értelmezett szuszeptibilitástenzort használni (1 itt természetesen az egységtenzort jelenti).

A χ szuszeptibilitástenzort Afanaszjev és Kagan adták meg [71]:

$$\chi(\mathbf{k}) = -\frac{4\pi}{c^2 k^2} \frac{N}{2I_g + 1} \sum_{m_g m_g} \frac{\mathbf{J}_{m_g m_g}(\mathbf{k}) \circ \mathbf{J}_{m_g m_g}^*(\mathbf{k})}{E_{\mathbf{k}} - E_{m_g m_g} + \frac{i\Gamma}{2}}. \quad (5)$$

N az egységtérfogatban lévő rezonáns magok száma, $E_{\mathbf{k}}$ a bejövő γ -fotonok energiája, $E_{m_g m_g} = E_{m_g} - E_{m_g}$ a nukleáris gerjesztett és alapállapotok energiájának különbsége, Γ a gerjesztett állapot természetes vonalszélessége [71]. A "o" jellel a vektorok diadikus, vagy más szóval tensorszorzatát jelöltük. A $\chi(\mathbf{k})$ szuszeptibilitástenzor a bejövő, nem perturbált hullám \mathbf{k} hullámszámvektorától függ. Ha a magok térbeli elhelyezkedése szabályos, akkor a (4) egyenlet helyett a $\langle \mathbf{J}^{(1)}(\mathbf{k}) \rangle = \sum_{\mathbf{K}} \sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k} + \mathbf{K}) \mathbf{E}(\mathbf{k} + \mathbf{K})$ kifejezés érvényes [71], ahol $(2\pi)^{-1}\mathbf{K}$ az adott szimmetriának megfelelő reciprokrácsvektor. A továbbiakban mi csak a véletlenszerű eloszlású szórócentrumok esetével foglalkozunk, a diffrakciós jelenségeket nem tárgyaljuk, azokat eleve elhanyagoljuk, csak az előreszórás és a súroló beesés eseteit tárgyaljuk.

Az (5) kifejezés lehetővé teszi, hogy a szórási folyamatot optikai jelenséggént értelmezzük. Ezt a modellt először M. Andrejeva alkalmazta a súroló beeséses Mössbauer-spektroszkópia elméletében [72]. Az (5) kifejezést alapegyenletnek tekintve, $\mathbf{J}_{m_g m_g}$ mátrixelemek közvetlen számításával kapott χ szuszeptibilitástenzort egy anizotróp optikai formalizmusba [73] helyettesítette, s így módon a szórásproblémát reflektivitásszámítási feladatként oldotta meg, vékonyrétegek súroló beeséses spektrumainak számításakor.

A Hamilton-operátor (3) mátrixelemei, melyek a polarizációs vektorok és a $\mathbf{J}_{m_g m_g}$ áramsűrűség-mátrixelemek skalárszorzataként állnak elő, egyszerűbb transzformációs tulajdonságokkal rendelkeznek, mint $\mathbf{J}_{m_g m_g}$, ezért eltérően az Andrejeva-féle modelltől, a $\mathbf{J}_{m_g m_g}$ mennyiségek helyett az

$$f^{\mathbf{k}, p \rightarrow \mathbf{k}, p'} = -\frac{kV}{2\pi\hbar c} \frac{1}{2I_g + 1} \sum_{m_e m_g} \frac{H_{m_g m_e}^{\mathbf{k}, p} H_{m_e m_g}^{\mathbf{k}, p'}}{E_{\mathbf{k}} - E_{m_e m_g} + \frac{\hbar^2}{2}} \quad (6)$$

koherens előreszórási amplitúdóval célszerű számolni [74, 75].

A következőkben meg fogjuk mutatni, hogy a dielektromos (szuszeptibilitás-)tenzor 3×3 -as tulajdonságai az optikai elméletben nincsenek teljesen kihasználva. Mivel a szórási folyamat során fellépő \mathbf{k} -irányok vagy ekvivalensek (előreszórás esete), vagy közelítőleg megegyeznek (súroló beesés esete), a dielektromos tenzor releváns mátrixelemei kifejezhetők az előreszórási amplitúdó négy komponensével. Ez a tény biztosítja, hogy az általunk vázolt elmélet érvényes marad tetszőleges multipolaritású átmenetekre is.

Kifejezve a szuszeptibilitástenzort a perturbálatlan, vagyis a beeső hullám polarizációs vektorainak bázisán, azaz a $P = (\hat{\mathbf{e}}_{\sigma, \pi} = \hat{\mathbf{u}}_{\sigma, \pi}, \hat{\mathbf{e}}_3 = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|)$ rendszerben, a szignifikáns mátrixelemek:

$$\chi_{pp'}^{\cdot}(\mathbf{k}) = \frac{4\pi N}{k^2} f^{\mathbf{k}, p \rightarrow \mathbf{k}, p'} \quad p, p' = \sigma, \pi; \quad (7)$$

ahol σ és π a már bevezetett polarizációs bázison túl a koordináta-rendszerünk első két tengelyét is jelöli (szignifikáns alatt azt értjük, hogy χ kilenc komponense közül csak ez a négy jelenik meg a súroló beeséses esetben és az előreszórás esetén is. A (7) kifejezést úgy kaphatjuk meg, hogy (5)-öt mindkét oldalról skalárisan szorozzuk az $\hat{\mathbf{u}}$ polarizációs vektorokkal, majd felhasználjuk a (3) és a (6) egyenlőségeket. Ha a szuszeptibilitás- (dielektromos) tenzort az adott anyagra definiáltuk, az elektromágneses hullámok terjedésének leírása pusztán optikai problémává válik. Mivel a nukleáris dielektrikum anizotróp, polarizációfüggő formalizmust kell alkalmaznunk.

Az elektronikus szuszeptibilitástenzor

Az előző pontban ismertetett elrendezésben természetesen a rezonáns járulékon túl az elektronok hatását is figyelembe kell vennünk. Ez a jól ismert Thomson-szórás, amely a (7) nukleáris szuszeptibilitáshoz egy izotrop, additív

$$\chi_{pp'}^{\cdot} = \frac{4\pi N_e}{k^2} \left[- (Z + \Delta F_a) r_0 + \frac{i}{4\pi} \sigma_e k \right] \delta_{pp'} \quad (8)$$

tagot ad, ahol N_c az atomsűrűség, Z a rendszám, $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ a klasszikus elektronsugár, σ_c a teljes abszorpciós hatáskeresztmetszet és ΔF_a az anomális szórási járulék [76].

A (8) kifejezés a rezonanciától távoli tartományokban dominál, de általában is különleges szerepet játszik [77, 78]. A számunkra érdekes esetekben, a rezonanciához közeli energiákra a χ_{pp}^c mennyiséget energiafüggetlennek tekinthetjük. A továbbiakban a (8) szuszceptibilitást a χ szuszceptibilitástenzorba mindig beleértjük.

III.1.4. Hullámterjedési modellek

A magok és elektronok diszkrét rendszere a fotonok szórásának szempontjából helyettesíthető egy kontinuum, anizotróp dielektrikummal, amely az elektronikus szórási járulékot, mint izotrop additív tagot tartalmazza. Ez a tény lehetőséget ad arra, hogy a szórási problémát egyszerű optikai problémaként kezeljük, és a Maxwell-egyenletekkel oldjuk meg. Szemléletesen ez azt jelenti, hogy olyan kényelmes fogalmakkal dolgozhatunk, mint beeső hullám, reflektált hullám, megtört hullám, stb. Súroló beesés esetén a mérések során detektált intenzitás a reflektált nyaláb intenzitását, míg előreszórás esetén az átbocsátott hullám intenzitását észlelhetjük. Optikai problémán ezért a továbbiakban a különböző rétegekre, rétegszerkezetekre vonatkozó reflektivitás ill. transzmittivitás számítását értjük. Ez a szemléletmód az előreszórásban jól ismert; a vastag minták polarizációs effektusait Blume és Kistner egy előreszórásra érvényes optikai formalizmussal vették figyelembe [74]. A vékonyrétegek reflektivitásának kiszámítására az optikában különböző mátrixmódszerek terjedtek el. Ezek célszerűségét az indokolja, hogy a különböző rétegekre definiált, ún. karakterisztikus mátrixok szorzataiként tetszőleges rétegszerkezetek karakterisztikus mátrixai előállíthatók, melyek segítségével a reflektivitás- és transzmittivitás-számítások egyszerűen elvégezhetők bonyolult rétegszerkezetekre is. Izotrop esetben a Born-Wolf-formalizmus egy ilyen módszer [79], míg az anizotrop esetekre egy kevésbé ismert, de nagyon elegáns kovariáns módszert, a Borzdov, Barskovszki és Lavrukovics által közölt, BBL-formalizmust fogjuk ismertetni az alábbiakban [73].

A Blume–Kistner-elmélet

A hagyományos abszorpciós Mössbauer-spektroszkópia polarizációfüggő jelenségeit a Blume–Kistner-elmélet tárgyalja, ill. foglalja össze [74]. Vastag minták Mössbauer-spektrumainak kiértékelésekor a polarizációs jelenségek általában nem hanyagolhatók el, különösen nem, ha a forrás polarizált és az abszorbens egykristály vagy ha rá külső mágneses tér hat. Ennek szemléletes oka az, hogy a magok által elnyelt sugárzás újra emittálódik, közben polarizációs állapota megváltozhat. Az így kibocsátott sugárzás koherens a bejövő hullámmal, ezért a magok egy újabb rétegében a bejövő hullám már ez a módosult polarizációs állapotú nyaláb. Ez a többszörös szórási folyamat okozza a kettőtörést, ill. a Faraday-rotációt a nukleáris rezonanciaabszorpció során.

A térben diszkrétan elhelyezkedő szórócentrumok rendszerét M. Lax tanulmányozta [80]. Megmutatta, hogy abban az esetben, ha a szórócentrumok egyedi tulajdonságai nem változnak amiatt, hogy több szórócentrum is jelen van, ha pozíciójuk adiabatikus paraméterként kezelhető és a sebességük kicsi a hullám terjedési sebességéhez képest, továbbá ha a szóródó részecskék Schrödinger- vagy általában Laplace-egyenlettel írhatók le, a szórási folyamat szempontjából (a többszörös szórás esetét is beleértve) a szóró rendszer helyettesíthető egy homogén

$$n = 1 + \frac{2\pi N}{k^2} f^{k \rightarrow k} \quad (9)$$

törésmutatójú kontinuumközeggel. A (9) kifejezésben N az egységtérfogatban lévő szórócentrumok száma, k a hullámszám és $f^{k \rightarrow k}$ a koherens előreszórási amplitúdó. Amennyiben a szóródó részecske hullámfüggvénye többkomponensű, akkor a kölcsönhatástól függően n tenzormennyiség lehet.

Visszatérve eredeti problémánkhoz, Blume és Kistner a polarizációs állapot változásának az abszorbensben való követésére ugyancsak optikai eljárást alkalmaztak, mégpedig Lax [80] munkájára hivatkozva. A nukleáris szórás polarizációfüggése miatt a (9) törésmutatót, mint 2×2 -es komplex mátrixot vezették be, a (6) koherens előreszórási amplitúdóval. Az abszorpciós Mössbauer-spektroszkópia kísérleti elrendezésének megfelelően a merőleges beesés esetére adták meg optikai formuláikat, tehát egy z irányban terjedő elektromágneses hullámot vizsgáltak, ahol $|\psi(z)\rangle$ hullámamplitúdó az

elektromos tér két, terjedési irányra merőleges, z -függő komponense. A hullámterjedést ekkor a

$$(\nabla^2 + n^2 k^2) |\psi(z)\rangle = 0$$

egyenlet írja le (0 a kétkomponensű nullvektor), melynek megoldása

$$|\psi(z)\rangle = e^{inkz} |\psi(0)\rangle$$

alakban írható fel (n a fentiekben bevezetett 2×2 -es komplex törésmutató mátrixa). Az I intenzitást valamely z mélységben az

$$I(z) = \langle \psi(z) | \psi(z) \rangle = \langle \psi(0) | e^{-in^* kz} e^{inkz} | \psi(0) \rangle$$

képlet alapján számítjuk. A részben polarizált hullámok tárgyalásához bevezetve a

$$\rho = \sqrt{\langle \psi(0) | \langle \psi(0) |} \quad (10)$$

sűrűségmátrixot (felülvonással a polarizációs állapotokra való átlagolást jelöltük), az intenzitás kifejezését az

$$I(z) = \text{Tr} \left[e^{inkz} \rho e^{-in^* kz} \right] \quad (11)$$

alakra hozhatjuk. A (11) kifejezéssel tetszőleges polarizációs állapotú bejövő nyaláb tárgyalható.

Hogy a polarizációt is könnyen megkaphassuk a ρ sűrűségmátrixból, célszerű bevezetni a Poincaré-reprezentációt. Ehhez a (10) sűrűségmátrixot kifejtjük az egységmátrix és a három Pauli-mátrix segítségével:

$$\rho = \frac{1}{2} (1 + \mathbf{P} \cdot \boldsymbol{\sigma}),$$

ahol $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_\xi, \sigma_\eta, \sigma_\varsigma)$ a három Pauli-mátrixból képzett absztrakt vektor, mégpedig

$$\sigma_\xi = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_\eta = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_\varsigma = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

jelöléssel, továbbá $\mathbf{P} = (P_\xi, P_\eta, P_\varsigma)$ a kifejtési együtthatókból álló Poincaré-vektor

$$\mathbf{P} = \text{Tr}(\boldsymbol{\sigma}\rho),$$

amely szoros kapcsolatban áll a polarizációval. Könnyen belátható pl., hogy ha a ρ sűrűségmátrixot cirkulárisan poláros bázison adjuk meg, $P_{\xi} = 1$ jelenti a balra, $P_{\xi} = -1$ pedig a jobbra cirkulárisan poláros hullámot, stb. Ha $|\mathbf{P}| = 0$, a nyaláb nem polarizált, míg $|\mathbf{P}| = 1$ estén teljesen polarizált. z mélységben a polarizációs állapot meghatározásához a (11)-hoz hasonló összefüggés származtatható [74]:

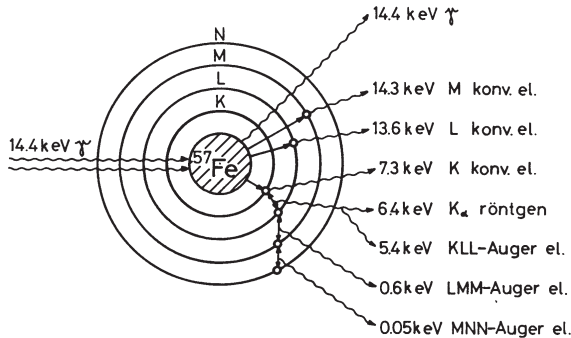
$$\mathbf{P}(z)I(z) = \text{Tr}\left[\boldsymbol{\sigma}e^{inkz}\rho e^{-in^*kz}\right]. \quad (12)$$

A későbbiekben a Blume-Kistner-optikán a (11) és a (12) kifejezéseket értjük.

III.1.5. Konverzióelektron-Mössbauer-spektroszkópia

A hagyományos transzmissziós geometriában a vizsgált minta vastagsága legfeljebb néhány mikron lehet, e fölött a γ -fotonok elnyelődnek, nem jutnak el a detektorba. Az ún. reflexiós technikák alkalmazásával lehetőség nyílik tetszőleges alakú és vastagságú minták vizsgálatára. A módszer lényege, hogy a visszalökődésmentes rezonancia-abszorpciót követő reemissziós folyamatban keletkező sugárzások valamelyikének a detektálásával is kaphatunk Mössbauer-spektrumot. A gerjesztett állapotban lévő atommag 0,09 valószínűséggel 14,4 keV energiájú γ -fotonok emittálásával, 0,91 valószínűséggel belső konverziós elektronok (M, L és K héjakról származó 14,3 keV, 13,6 keV és 7,3 keV energiájú konverziós elektronok emittálódnak) kibocsátása révén stabilizálódik. Ez utóbbi folyamat eredményeképp egyes héjakon elektronvakanciák képződnek, az atom nincs elektronszerkezetiileg stabil állapotban; tovább bomlik Auger-elektronkaskádok, vagy röntgenemissziós folyamatok révén (5. ábra [81]). A reemissziót követő folyamatban nem csak primer (konverziós és Auger-) elektronok képződnek, hanem röntgen- és gamma-fotonok is. A K konverziós elektron által keltett vakancia egyrészt egy 6,4 keV-es K_{α} röntgen-foton kibocsátásával járó folyamatban, másrészt KLL-Auger-elektronok keletkezése révén töltődik be. Az L héjon keletkezett vakanciák pedig további 0,7 keV-es LMM-Auger és 50 eV-os MNN-Auger elektron kaskádokat eredményeznek, melyeket újabb Auger-kaskád és röntgenemissziós folyamatok

követnek. Ez utóbbiak szekunder elektronokat (fotoelektronok) keltenek [82], melyek növelik a rezonáns elektronok számát.



5. ábra: A ^{57}Fe atom reemissziós folyamatai

Ennek a spektrumok kiértékelésénél van jelentősége: járulékukat figyelembe kell venni. Az irodalomban található elméleti számítások, ahol egyrészt figyelembe vették a nemrezonáns elektronok járulékat is [83], illetve az elektronok transzmissziója közben keltett szekunder elektronokat [84– 89]. Az elméleti számítások részletes ismertetésétől eltekintek, azok megtalálhatók [81]-ben, csak a végeredményt adom meg.

A $T(x, G, E)$ függvény adja meg annak a valószínűségsűrűségét, hogy egy x mélységben keletkezett elektron véletlenszerű irányban elindulva a felületet E és $E + dE$ közötti energiával, G és $G + dG$ közötti irányban hagyja el. Az összes típusú elektron teljes transzmisszióját a

$$T_{t,t}^{\text{tot}}(x) = \int_{G=0}^1 \int_{E=0}^{\infty} T^{\text{tot}}(x, G, E) dG dE$$

összefüggés adja, az alsó indexben a t azt jelenti, hogy az integrálás az összes lehetséges G és E értékre vonatkozik. Ha az x és $x + dx$ között keletkező K konverziós elektronok száma $A^K(x)dx$, akkor a $G_1 E_1$ intervallumban detektált K konverziós elektronok száma:

$$N_{G_1, E_1}^K = \int_0^{\infty} T_{G_1, E_1}^K(x) A^K(x) dx.$$

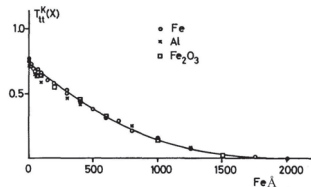
A $T(x)$ függvénynek 0-tól x mélységig történő integrálásával az

$$U(x) = \int_0^x T(x') dx',$$

hosszúság dimenziójú függvényeket kapjuk. Ha az abszorbensben keletkező elektronok száma hosszúságegységenként A^K (mélységtől független, állandó), akkor az x vastagságú abszorbens rétegből származó K konverziós elektronok számát az $A^K U_{t,t}^K(x)$ szorzat adja.

A K konverziós elektronok teljes transzmissziójára vonatkozó $T_{t,t}^K(x)$ értékek Fe, Al és Fe_2O_3 abszorbensek esetén a 6. ábrán láthatók [89].

6. ábra: A tetszőleges szög alatt kilépő, és tetszőleges energiával rendelkező K konverziós elektronok teljes transzmissziójának számított eredményei Fe, Al és Fe_2O_3 abszorbensek esetére [89].



Az ábrán látható, hogy a különböző

abszorbensek esetén az eredmények nem térnek el lényegesen egymástól, ha a hosszúságot tömeg/terület ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$) egységben számítjuk. A tömeg/terület értékeket célszerű az azzal ekvivalens vasrétegvastagsággal kifejezni, ennek megfelelően $1 \text{ Fe}\text{\AA}$ $0.0786 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -rel egyenértékű. Ezek alapján számolható egy maximális mélység, ahonnan a konverziós elektron még kiszökhet. Ez vasban $1800\text{--}2000 \text{ Fe}\text{\AA}$ -nak adódik [89].

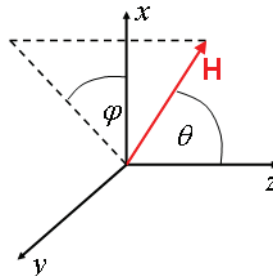
A fenti eredmények polarizálatlan sugárzásra vonatkoznak. A CEMS polarimetriai eredmények korrekt kiértékeléséhez a sugárzás polarizációját is figyelembe kell venni. Ehhez a fenti elméletek Sajti Szilárd által továbbfejlesztett változatát használtam, ezt az V.3. fejezetben részletesen fogom bemutatni.

III.2. A mágneses hiperfinom tér irányának meghatározása a Mössbauer-effektus felhasználásával

A hiperfinom tér iránya (beállása és előjele) a θ polár, és a φ azimutuszög segítségével adható meg (7. ábra, z párhuzamos a γ -fotonok \mathbf{k} hullámszámvektorával). A hiperfinom tér beállása/előjele megadja a mágnesezettség beállását/előjelét is, $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ esetén

egymással ellentétes irányúak. A rétegmágnesezettség beállása/előjele információt ad a rétegek kölcsönhatásáról (csatolás, anizotrópia), és a spindinamikáról.

7. ábra: A \mathbf{H} hiperfinom tér irányának leírása a θ polár-, és a φ azimutkszög segítségével



III.2.1. A hiperfinom tér íránymeghatározása polarizálatlan γ - fotonokkal

A hagyományos ^{57}Fe Mössbauer-spektroszkópiában – mint korábban láttuk – mágneses dipólus kölcsönhatás esetén vonalfelhasadás történik, eredményül egy hatvonalas spektrumot kapunk (4. ábra). A 4. ábrán bemutatott átmenetek relatív intenzitásai arányosak az $F_l^m(\theta)$ szögeloszlás-függvényekkel, ezek segítségével az egyes intenzitások irányfüggése, azaz a θ polárszögtől való függése (a φ azimutszögtől nincs függés) kiszámítható. Az $F_l^m(\theta)$ szögeloszlás-függvényeket dipólus- és kvadrupólussugárzás esetére az 1. táblázat tartalmazza [90].

| | $m = 0$ | $m = \pm 1$ | $m = \pm 2$ |
|-----------------------|------------------------------------|--|----------------------------|
| $l = 1$ (dipólus) | $(1/2)\sin^2 \theta$ | $(1/4)(1 + \cos^2 \theta)$ | — |
| $l = 2$ (kvadrupólus) | $(3/2)\sin^2 \theta \cos^2 \theta$ | $(1/4)(1 - 3\cos^2 \theta + 4\cos^4 \theta)$ | $(1/4)(1 - \cos^4 \theta)$ |

1. táblázat: Az $F_l^m(\theta)$ szögeloszlás-függvények dipólus- és kvadrupólussugárzás esetére

Ahhoz hogy a továbbiak érthetőek legyenek, be kell vezetni néhány fogalmat. A vastagságeffektusok jellemzésére az effektív vastagságot használják. Ez egy számított mennyiség; annak a tisztán Mössbauer-rezonáns izotópokból álló abszorbensnek vastagságát adja meg, amelyen a mért abszorbenssel megegyező spektrumot kapjuk.

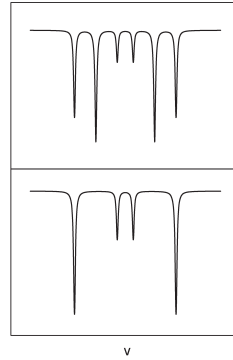
$$t = Ndf\sigma_0,$$

ahol N a sűrűség, d a geometriai vastagság, f a Mössbauer–Lamb faktor, és σ_0 az abszorpciós hatáskeresztmetszet. Kis effektív vastagságnál, azaz amikor a minta vékony, az egyes spektrumvonalak Lorentz-görbével írhatók le. Ez a vékony minta esete. Ekkor a Lorentz-görbék összege adja a spektrumot.

Vékony minta esetén az 1-es 6-os vonalak intenzitása $(I_{1,6}(\theta) = 3(1 + \cos^2 \theta)/16)$ háromszorosa a 3-as 4-es vonalakénak $(I_{3,4}(\theta) = (1 + \cos^2 \theta)/16)$ [65]. A hiperfinom tér irányáról a 2-es 5-ös vonalak intenzitása hordoz információt. $\theta = 90^\circ$ esetén ennek a két vonalnak a legnagyobb az intenzitása $(I_{1,6} : I_{2,5} : I_{3,4} = 3 : 4 : 1)$, míg $\theta = 0^\circ$ esetén a 2-es 5-ös vonal eltűnik $(I_{1,6} : I_{2,5} : I_{3,4} = 3 : 0 : 1)$, 8. ábra.

8. ábra: ^{57}Fe Mössbauer-spektrumok a \mathbf{k} -ra merőleges, és a vele párhuzamos hiperfinom tér esetén.

A köztes állapotokban a 2-es 5-ös vonalak intenzitása az $I_{2,5}(\theta) = \sin^2 \theta / 4$ összefüggésből kiszámolható. Ezen a módon információt kaphatunk arról, hogy \mathbf{k} síkjában hogy áll a mágnesezettség, vagyis meg tudjuk határozni a θ polárszöveget. Arról azonban, hogy a hiperfinom tér hogy áll a \mathbf{k} -ra merőleges síkban, ezzel a módszerrel nem kapunk információt, azaz nem tudjuk meghatározni a ϕ azimutszöveget, tehát nem tudjuk egyértelműen megadni \mathbf{H} irányát. Ezen hiányosság kiküszöböléséhez a beeső γ -fotonok polarizálására van szükség.



III.2.2. A hiperfinom tér iránymeghatározása polarizált γ -fotonokkal

Az egyes energiában elkülönült átmenetekből származó γ -kvantumoknak jól meghatározott polarizációjuk is van. Ez csak akkor vizsgálható, ha már a forrásból is polarizált fotonok emittálódnak. Ezt úgy érhetjük el, ha olyan forrást alkalmazunk, amelyben a magnívókat egy meghatározott iránnyal rendelkező hiperfinom kölcsönhatás (pl. belső mágneses tér) felhasította. A forrásból átlagosan mindig polarizálatlan sugárzást kapunk, de az egyes átmenetek jól meghatározott polarizációval rendelkeznek. A Zeeman-effektus felhasítja a magnívókat, és így hozzáférhetővé válnak a különböző átmenetekből származó, eleve különbözőképpen polarizált γ -fotonok. A polarizáció függ a külső tér irányától. Általános térirány esetén, általános esetben a polarizáció elliptikus.

Az elliptikusan polarizált sugárzás felbontható lineárisan és cirkulárisan polarizált komponensekre. Lineárisan polarizált fotonokkal meghatározható a hiperfinom tér beállása, azaz a φ azimutszög, cirkulárisan polarizáltakkal a hiperfinom tér előjele, míg elliptikus polarizációjú fotonokkal a tér beállása és előjele, azaz a θ polárszög, valamint a φ azimutszög egyaránt meghatározható.

A polarizált sugárzás kísérleti előállítása ferromágneses rezonanciaszűrő használatával, illetve ferromágnesesen felhasadt $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás alkalmazásával történhet. Az alábbiakban mindkét technika elvét ismertetem, de a munkám során csak felhasadt forrással dolgoztam, így azt mutatom be részletesen.

III.2.3. A mágnesezettség beállításának meghatározása lineárisan polarizált sugárzással

A Mössbauer-spektrum vonalai intenzitásainak és polarizációinak a szögfüggését Frauenfelder határozta meg [52]. A további tárgyalásban a fém ^{57}Fe Curie-hőmérséklet alatti, tisztán mágneses dipólus-felhasadása esetére szorítkozom. Egyvonalas abszorbens használatakor a $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás spektruma hat vonalra hasad fel α , β , γ , δ , ϵ , η (9.a ábra, szimulált spektrumok), a $(\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2})$, $(-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2})$, $(-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2})$ $(-\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2})$ átmeneteknek megfelelően. Az egyes komponensek intenzitása az emittált hullámvektor, és a magban lévő \mathbf{H}_i hiperfinom tér által bezárt θ szög függvénye (a forrásban és az abszorbensben egyaránt), és az $\alpha = \eta = 3(1 + \cos^2 \theta)/2$, $\beta = \epsilon = 2 \sin^2 \theta$, $\gamma = \delta = (1 + \cos^2 \theta)/2$ kifejezésekkel adható meg. Az abszorbensre ugyanez hasonlóan megkapható egyvonalas forrás – felhasadt abszorbens szimulációból (9.b ábra). Egy felhasadt forrás – felhasadt abszorbens kísérletben a forráson és az abszorbensen alkalmazott \mathbf{B} , illetve \mathbf{B}' külső tér, illetve a hozzájuk tartozó, velük ellentétes [28] \mathbf{H} , illetve \mathbf{H}' hiperfinom tér tetszőleges irányba mutathat. Lineáris polarizáció esetében a forrás és a minta a hullámvektorra merőlegesen van mágnesezve. Ekkor $\theta = 90^\circ$, és a transzverzális Zeeman effektus 3:4:1 relatív intenzitásokat ($\alpha = \eta = 3$, $\beta = \epsilon = 4$, $\delta = \gamma = 1$) eredményez a külső:középső:belső vonalakra a felhasadt forrás – egyvonalas abszorbens, illetve az egyvonalas forrás – felhasadt abszorbens elrendezésekben (9.a – 9.b ábra). Ezért természetesnek adódik egy közös koordináta-rendszer használata, amelyben a z tengely párhuzamos a

hullámvektorral, azaz az optikai tengely irányába mutat, míg az x tengely párhuzamos a forrásra adott \mathbf{B} külső mágneses térrel.

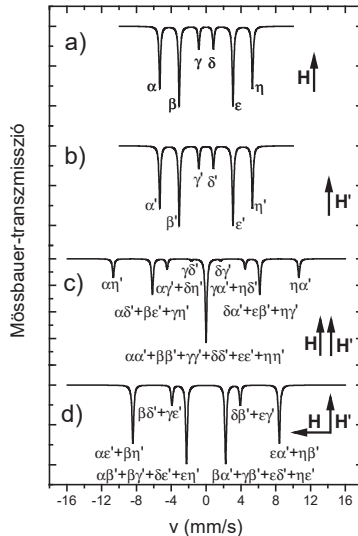
9. ábra: (a) $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás egyvonalas abszorbenssel, síkbeli mágnesezéssel szimulált spektruma, (b) $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$ egyvonalas forrás $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbenssel, síkbeli mágnesezéssel szimulált spektruma, (c, d) $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbenssel, síkban párhuzamos, illetve síkban merőleges külső terekkel szimulált spektrumai.

Az abszorbens hiperfinom teréhez tartozik még egy φ azimutszög, ezért a kapott párhuzamos és merőleges intenzitás-komponensek $\cos^2\varphi$ -vel és $\sin^2\varphi$ -vel skálázódnak. A fenti geometriában a teljesen meghatározott spektrumvonalak, az emittált/elnyelt spektrumvonalak

lineárisan polarizáltak minden ($\Delta m = 0, \pm 1$) átmenetre (α, α' : párhuzamos, β, β' : merőleges, γ, γ' : párhuzamos, δ, δ' : párhuzamos, ϵ, ϵ' : merőleges, és η, η' : párhuzamos a megfelelő mágneses térhez viszonyítva). Ezért az abszorbensnek csak azon vonalai ($\alpha', \beta', \gamma', \delta', \epsilon', \eta'$) gerjesztődnek a forrás bármely emissziós vonala által, melyek polarizációja megegyezik. Ezért ebben az egyszerű esetben a spektrumok „párhuzamos” és „merőleges” komponensekre bonthatók, melyek a forrás homogén \mathbf{H}_i mágneses terének az abszorbens \mathbf{H}_i teréhez viszonyított helyzetére utalnak (9.c–9.d ábra).

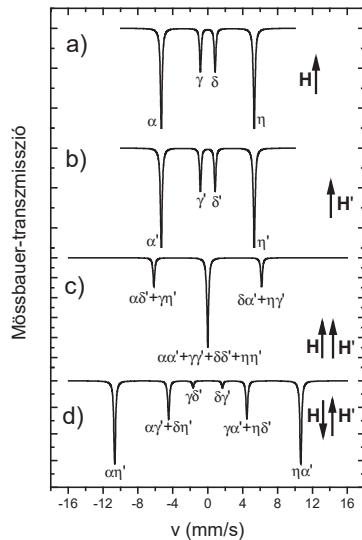
III.2.4. A mágnesezettség előjelének meghatározása cirkulárisan polarizált sugárással

Ahogy azt már említettem, egyvonalas abszorbens használatakor a $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás spektruma hat vonalra hasad fel. Longitudinális hiperfinom tér esetén az ($\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$), és a ($-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$) átmenet nem gerjesztődik. Ekkor négyvonalas spektrumot kapunk ($\alpha, \gamma, \delta,$



η , 10.a ábra). Egyvonalas forrás – mágnesesen felhasadt abszorbens esetén ugyanaz az eredmény (α' , γ' , δ' , η' , 10.b ábra). A lineáris polarizációnál alkalmazott geometriát használva a teljesen meghatározott spektrumvonalak, az emittált/elnyelt spektrumvonalak cirkulárisan polarizáltak minden ($\Delta m = 0, \pm 1$) átmenetre (α , α' : „balra”, γ , γ' : „jobbra” δ , δ' : „balra”, és η , η' : „jobbra” polarizált a megfelelő mágneses térhez viszonyítva). Ezért az abszorbensnek csak azon vonalai (α' , γ' , δ' , η') gerjesztődnek a forrás bármely emissziós vonala által, melyek polarizációja megegyezik. A hiperfinom tér előjelének a megváltozása hatására az egyes vonalak polarizációja is megváltozik [56], ami a spektrum alakjának a megváltozásával jár.

10. ábra: (a) $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás egyvonalas abszorbenssel, síkra merőleges mágnesezéssel szimulált spektruma, (b) $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$ egyvonalas forrás $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbenssel, síkra merőleges mágnesezéssel szimulált spektruma, (c, d) $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbenssel, egymással síkra merőlegesen párhuzamos, illetve egymással síkra merőlegesen ellentétes külső terekkel szimulált spektrumai



Ha a két tér párhuzamos, háromvonalas spektrumot kapunk, míg ellentétes tereknél hatvonalasat (10.c–d ábra, elméleti spektrumok). E szembevető alakváltozás miatt a módszer alkalmas a hiperfinom tér előjelének a gyors meghatározására. Felhasadt forrással a cirkuláris polarizáció kísérleti előállítására [56, 57] – ahogy azt korábban részleteztem – nehézkes, és csak a párhuzamos eset valósítható meg.

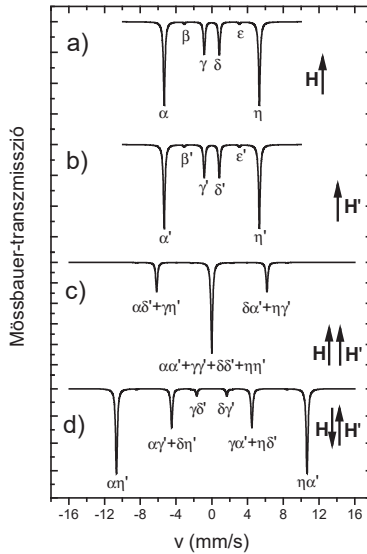
III.2.5. A mágnesesezettség irányának meghatározása elliptikusan polarizált sugárással

A megoldás a már említett Frauenfelder-féle [52] döntött forrás – döntött abszorbens módszer. Itt a polarizáció elliptikus, ami a lineáris és a cirkuláris kombinációja, itt az

($\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$), és a ($-\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$) átmenet is gerjesztődik. Ez azt eredményezi, hogy az egyvonalas abszorbensszel felvett spektrum, illetve az egyvonalas forrás felhasadt abszorbensszel felvett spektruma hat-hat vonalat tartalmaz, de a β , β' , illetve az ϵ , ϵ' vonalak intenzitása kicsi (11.a–b ábra, szimulált spektrumok). Megfelelően kisszögű bedöntés esetén a cirkuláris járulékok dominálnak, a spektrumalak minimálisan különbözik a cirkuláristól [58] (11.c–d ábra).

11. ábra: (a) $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás egyvonalas abszorbensszel, 10° -ban bedöntött mágnesezéssel szimulált spektruma, (b) $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$ egyvonalas forrás $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbensszel, 10° -ban bedöntött mágnesezéssel szimulált spektruma, (c, d) bedöntött $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás, bedöntött $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbensszel, egymással párhuzamos, illetve egymással ellentétes külső terekkel szimulált spektrumai. A 10. ábrán látott cirkulárisan polarizált csúcsok dominálnak, a lineárisak járuléka minimális.

Ez a módszer már nem igényel nagy külső tereket, ezért kísérletileg ellentétes terekkel is megvalósítható, és alkalmas a mágneses tér előjelének a gyors meghatározására.



IV. Az alkalmazott kísérleti módszerek

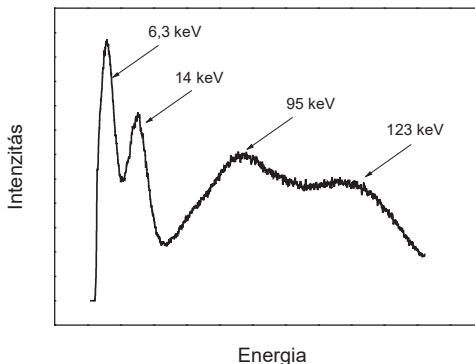
A dolgozatban leírandó kísérleti munka a mágnesezettség előjelének a meghatározására irányul. Ebben a részben az alkalmazott kísérleti módszerek közül azokat mutatom be, melyek már eddig is ismertek voltak. Ezek a Mössbauer-spektroszkópia, a szinkrotronos Mössbauer spektroszkópia, a reflektometriai-, és a mintapreparációs technikák. A munka során ezeken túl további kísérleti módszereket is alkalmaztunk (CEMS és szinkrotronos Mössbauer-polarimetria), melyeket magunk fejlesztettünk ki, így maguk is új tudományos eredménynek számítanak. Ezért ezeket a módszereket az eredményeket bemutató V. fejezetben ismertetem.

IV.1. Mössbauer-spektroszkópia

Az elméleti bevezetőben ismertetett Mössbauer-spektroszkópia kísérleti megvalósítása úgy történik, hogy egy felhasadás nélküli forrást mozgatunk a vizsgálandó abszorbenshez képest, így a Doppler-effektus segítségével letapogatjuk annak vonalrendszerét.

12. ábra: A ^{57}Fe energiaspektruma

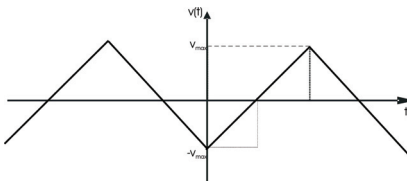
A folytonos sebességváltozás mellett detektált intenzitásváltozást regisztrálva kapjuk meg a spektrumot. Mint az a 3. ábrán látható, a ^{57}Co mag a Mössbauer-effektushoz tartozó 14,4



keV-esen kívül egyéb energiájú fotonokat is kibocsát, amelyek megjelennek az energiaspektrumban (12. ábra). Először ebből ki kell választanunk egy egycsatornás analizátorral a 14,4 keV-es vonalat. A forrást állandó gyorsulással, egy háromszög alakú sebesség-idő összefüggés (13. ábra) szerint mozgatva, minden periódus alatt a sebesség 0

és egy általunk meghatározott $\pm v_{\max}$ között változik. A 14,4 keV-es sugárzás energiájának a Doppler-effektus miatti megváltozását, vagyis azt az energiatartományt, amit végigtapogatunk, a $\Delta E = E_\gamma \frac{v}{c}$ összefüggésből számolhatjuk ki. A mozgatót vezérlő függvénygenerátor a sokcsatornás analízátorral szinkronizálva van, ezáltal az adott sebességhez, azaz energiához tartozó beütések mindig ugyanabba a csatornába kerülnek. Így áll elő a teljes spektrum.

13. ábra: Az állandó gyorsulási mozgatsnál használt sebesség-idő függvény.



A Mössbauer-spektroszkópiában előszeretettel alkalmazzák az

izotópnymjelző technikát, amellyel a minta jól meghatározott területéről (pl. a belsejéből) kapunk információt anélkül, hogy a minta többi részéről jövő jel zavarna. Az izotópnymjelző technika lényege, hogy a vizsgálni kívánt részt Mössbauer-rezonáns izotópból (esetünkben ^{57}Fe -ből) készítjük, míg a többit nem rezonánsból (Fe ^{56}Fe -ből, de mivel a természetben a ^{57}Fe csupán 2,2 %-ban fordul elő, erre a célra a természetes vas is használható, mivel a benne lévő ^{57}Fe járuléka kicsi, nem zavarja az eredményt).

IV.1.1. Konverzióelektron-Mössbauer-spektroszkópia

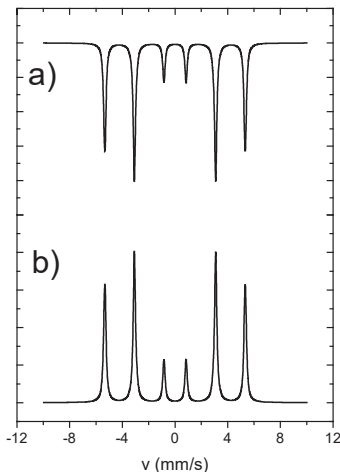
A konverzióelektron-Mössbauer-spektroszkópia (CEMS) esetén az elméleti bevezetőben ismertetett folyamatokban keletkező elektronok detektálásával nyerik a Mössbauer-spektrumot. Minthogy az elektronok energiája csupán néhány keV, az anyagban való áthatoló képességük kicsi (néhányszor tíz nm), ezért a módszer alkalmas vékony felületi rétegek vizsgálatára [91– 93]. A módszer akár egyetlen atomi réteg vizsgálatára is alkalmas, amennyiben az teljes mértékben rezonáns izotópból áll [94, 95]. A különbség az a transzmissziós Mössbauer-spektroszkópiához képest, hogy itt elektrondetektálás van, így a spektrumok abszorpciós csúcsok helyett emissziós csúcsokból állnak (14. ábra, szimulált spektrumok). A CEMS-nél a mérendő kis energiájú elektronok detektálására használható eszközöket korlátozza, hogy ezek az elektronok már néhány mm vastag levegőben elnyelődnek. A probléma egyrész proporcionalis számlálók

alkalmazásával oldható meg, ahol a minta közvetlenül a mérőgázzal érintkezik, másrészt a minta és a detektor (pl. channeltron) vákuumban való elhelyezésével.

14. ábra: A transzmissziós és a konverzióelektron-Mössbauer-spektrumok közötti különbség. Transzmissziós esetben abszorpciós (a), CEMS esetén emissziós csúcsokat (b) kapunk.

A méréseim során proporcionális számlálókat használtam. A CEMS-ben használt proporcionális számlálók általában $\text{He}(\text{CH}_4)$

töltésűek [96– 101]. A néhány mm vastag He mérőgáz alkalmazásával a detektálási határfok elektronokra közel 100 %-os, míg röntgen és γ -fotonokra 0,01, ill. 0,001 %. A minta közvetlenül érintkezik a gáztérrel, és a detektorral azonos földpotenciálra van. Anódként néhányszor 10 μm vastag volfrámszálat használnak. A proporcionális számláló működését az elektronok által a számlálóban létrehozott ionizációs folyamatok határozzák meg. Adott energiájú elektron a He gázban az energiájával arányos n db primér elektront hoz létre. Ezek az elektronos tér hatására az anód felé gyorsulnak. A szál közelében, elegendően nagy térerősség esetén, az elektronok akkora kinetikus energiára tesznek szert, hogy képesek a He külső elektronjait leszakítani. Ezek felgyorsulva újabb ionizációt okoznak egészen addig, amíg az elektronlavina a szál felületébe csapódik. Az anódon keltett impulzus amplitúdója arányos lesz n -nel. A keletkezett He-ionok a katóddal ütközve újabb elektronokat bocsátanak ki, melyek nemkívánatos szekunder ionizációs folyamatot hoznak létre, ami a katód és az anód között sokszoros kisülési folyamatot eredményez. Ezt akadályozza meg a CH_4 kioltógáz. Mivel a CH_4 ionizációs potenciálja (13 és 22,4 eV) kisebb, mint a He-atomé (24,6 eV), a He-ionok a katód felé vándorlásuk során a töltéseiket átadják a CH_4 molekuláknak. A CH_4 ionok pedig a



katódnak ütközve a disszociációs energiájuknál nagyobb gerjesztési energiát nyernek, és elbomlanak. Ily módon a többszörös kisülés nem megy végbe. A szobahőmérsékleten üzemelő átfolyógázás proporcionális detektorok könnyen beszerezhetők, ill. elkészíthetők az üzemeltetésük egyszerű. A CEMS polarimetriai méréseinkhez saját készítésű detektorokat használtam, ezek paramétereit a berendezések leírásánál részletesen ismertetem.

IV.2. Reflektometriai módszerek (SMR, PNR)

A reflektometriai módszerek lényege, hogy jellemzően 0,1 nm körüli hullámhosszú fotonokat vagy termikus neutronokat ejtve egy vékonyréteg-mintára, a külső totálreflexió kritikus szögéhez közeli, illetve azt valamivel meghaladó szögtartományban a sugárzás jelentős mértékben visszaverődik. Mivel a visszavert sugárzás amplitúdóját a minta különböző tartományából szórt hullámok interferenciája alakítja ki, a visszavert sugárzást a beesési és a visszaverődési szög függvényében megmérve a minta belső szerkezetéről kapunk diffrakciós jellegű információt. A mágneses szerkezet természetesen csak akkor vizsgálható a reflektometria módszerével, ha a szóban forgó sugárzás szórási amplitúdójának van a mágnesezettségtől függő komponense. Ez a feltétel neutronokra – azok mágneses nyomatéka következtében – mindig teljesül. Vékonyrétegminták mágneses szerkezete valóban hatékonyan vizsgálható a *polarizált neutronreflektometria* (PNR) módszerével. Röntgen-fotonokra számottevő mágneses szórás két esetben figyelhető meg: a) bizonyos (pl. 3d átmeneti fémek esetén az $L_{2,3}$) abszorpciós élek környékén; ez a mágneses sávokat is érintő sáv-sáv átmenetekkel kapcsolatos, és b) nukleáris rezonancia- (Mössbauer-) szórás esetén, ami a mágneses hiperfinom kölcsönhatás következménye. A megfelelő reflektometriai módszerek a mágneses rezonáns röntgenreflektometria és a szinkrotron-Mössbauer-reflektometria (SMR).

Ha a beesési és a visszaverődési szög egymással egyenlő, akkor spekuláris reflektometriáról beszélünk [102]. A spekuláris reflektivitás a diffrakció jól ismert Bragg-egyenletének megfelelően a

$$\Theta = m \frac{\lambda}{2d} \quad (13)$$

szögeknél mutat maximumokat, ahol λ a sugárzás hullámhossza, d a multiréteg síkra merőleges szerkezetének periódushossza, az m természetes szám pedig a reflexió rendjét jelenti. A (13) egyenletet a

$$d = m \frac{2\pi}{Q_z}$$

alakban is írhatjuk, ahol \mathbf{Q}_z a szórásvektor síkra merőleges (z irányú) komponense.

Hasonlóan a tömbi antiferromágnesek esetéhez, a ferromágneses rétegek alternáló mágneses irányítottsága multirétegekben is cellakétszereződéshez vezet. Ez a reflektometriában szuperszerkezeti reflexiókat eredményez, amelyek a (13) egyenletben m feles értékeihez tartoznak. A továbbiak szempontjából igen lényeges, hogy ezek a reflexiók – lévén tisztán mágneses eredetűek – csak a mágneses szerkezetről hordoznak információt.

Ha a visszaverődési szög nem egyezik meg a beesési szöggel (sőt a visszavert nyalábot esetleg nem is a beesési síkban detektáljuk), akkor *nemspekuláris* (diffúz) reflektometriáról beszélünk. A nemspekuláris reflektometria a \mathbf{Q} szórásvektor síkbeli komponenseire is érzékeny, így ezzel a módszerrel a minta síkbeli szerkezetét, inhomogenitásait is feltérképezhetjük. Könnyen beláthatjuk, hogy a beesési síkban maradvá, a detektor helyzetének rögzítésével pedig a beesési és a visszaverődési szög összegét állandó 2Θ értéken tartva, ugyanakkor a mintát egy, a beesési síkra merőleges tengely körül „billegtetve” a reflektált intenzitást valójában a szórásvektor Q_x komponensének függvényében mérjük, ahol az x tengely irányát a minta síkjának a beesési síkkal képzett metszésvonala jelöli ki. A diffúz reflektivitás $\mathbf{Q}_x = 0$ körül általában maximumot mutat; a görbe ΔQ_x szélességét azon inhomogenitások ξ korrelációs hossza szabja meg, amelyektől az adott 2Θ szórási szög alatt megfigyelt szórás származik:

$$\xi = \frac{2\pi}{\Delta Q_x}$$

Ha tehát 2Θ értékét a (13) egyenlet egész m értékeinek megfelelő szerkezeti maximumok valamelyikére állítjuk be, akkor a vékonyréteg síkbeli szerkezeti inhomogenitásainak korrelációs hosszáról (a felületi és határréteg-durvaságról) kapunk

információt. Ugyanakkor m feles értékei esetén a mágnesezettség síkbeli önkorrrelációját mérjük; ξ ilyenkor a mágnesezettség síkbeli korrrelációs hossza, más szóval éppen a vizsgálni kívánt antiferromágneses domének mérete.

IV.3. Szinkrotronos Mössbauer-spektroszkópia

IV.3.1. A szinkrotron-sugárzás

A szinkrotronoknak nevezett részecskegyorsítókban és a részecskék tárológyűrűiben a töltött részecskék körpályán tartása (tehát centripetális gyorsítása) melléktermékeként keletkező elektromágneses sugárzás spektruma a legtöbb spektroszkópai és diffrakciós technika műveléséhez szükséges energiát lefedi. A sugárzás tehát annyira "fehér", hogy az infravöröstől a kemény röntgenig (MeV) minden hullámhossz megtalálható benne, jóllehet eltérő intenzitással. Eredetileg a berendezéseket üzemeltető részecskefizikusok számára a szinkrotronsugárzás nem kívánt energiavesztésként jelentkezett, azonban hamarosan felismerték, milyen lehetőségek rejlenek az így kapott röntgensugárzásban. A szinkrotronsugárzást alkalmazni vágyók azonban számtalan technikai kihívással szembesültek (újyszerű detektorok, monokromátorok tervezése és építése), ráadásul a részecskefizikusok sem a "hulladéksugárzás" optimalizálásában voltak érdekeltek. Ennek következtében 1975 után olyan berendezések is épültek, amiket már kizárólag szinkrotronsugárzás előállítására terveztek. Az elmúlt évtizedben pedig megépült több, ún. harmadik generációs szinkrotron, melyeknél a sugárzás különleges, speciálisan elrendezett mágnesekből álló mágneses egységeken (wiggler, undulátor) keletkezik. Az ezekről származó szinkrotronsugárzásnak számos, a korszerű szerkezetkutatási alkalmazásoknak kedvező tulajdonsága van, ilyenek a nagy (a röntgensöveket sok nagyságrenddel meghaladó) intenzitás, a fókuszált sugárnyaláb kis átmérője (tipikusan tizedmilliméter) és teljesen polarizált volta, továbbá pulzált időszerkezete. Jelenleg négy ilyen, kemény röntgensugárzásra optimált létesítmény üzemel a világon: a grenoble-i ESRF (*European Synchrotron Radiation Facility*), a japán SPring-8 (*Super Photon ring 8GeV*) és a Chicago melletti APS (*Advanced Photon Source*) és a hamburgi PETRA III. A szinkrotronsugárzás alkalmazási lehetőségeit részletesen bemutatja Vankó György 2008-ban megjelent tanulmánya [103]. A továbbiakban csak a magrezonanciaszórással foglalkozom, mivel a munkám során ezt használtam.

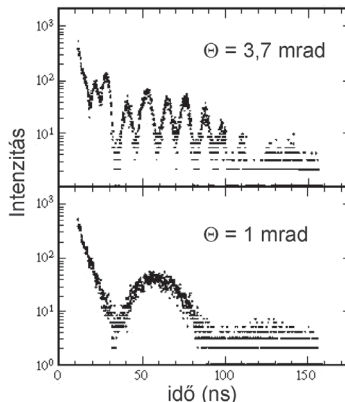
IV.3.2. Magrezonancia-szórás

A szinkrotronsugárzás hangolható energiája és nagy intenzitása folytán lehetővé vált korábban csak radioaktív források γ -sugárzásával gerjeszthető magrezonanciák tanulmányozása is [104, 105]. A magrezonanciaszórás-kísérletek során a mintában lévő rezonáns atommagokat szinkrotronsugárzással gerjesztjük, és a gerjesztett magállapot(ok) időbeli bomlását figyeljük meg. E kísérleteknél az elektroncsomagokat megfelelő távolság megtartásával juttatják a tárológyűrűbe, ami a gerjesztés időszerkezetét meghatározza. Amikor egy elektroncsomag áthalad az undulátoron, 50 pikoszekundumos „röntgen villanást” okoz, ami a nyalábszatornán elhelyezett mintában gerjeszti a rezonáns atommagokat. Két felvillanás között a gerjesztett magok bomlásából származó intenzitás időspektrumát gyors detektorral mérjük. Az elektronokon való rugalmas és rugalmatlan szórás karakterisztikus ideje femtoszekundum (10^{-15} s) nagyságrendű, ezért a detektor válaszát a röntgenimpulzus ideje fogja meghatározni. Ettől az „azonnali”, 50 ps hosszú jeltől jól elkülöníthető a tipikusan 10–100 ns (10^{-8} – 10^{-7} s) karakterisztikus idejű „késleltetett” magrezonancia-szórás. A késleltetett és azonnali jelek időbeli elválaszthatósága miatt a magrezonancia-szórási spektrumok gyakorlatilag mentesek a háttértől (zajtól).

A szórás speciális koherencia-tulajdonságai miatt a bomlásból származó sugárzás szinte teljes egészében a beeső sugárzás irányát követve lép ki, az ezt kihasználó technikát magrezonáns előreszórásnak (NFS – Nuclear Forward Scattering) hívják. A másik gyakori elnevezés a szinkrotron-Mössbauer-spektroszkópia, mivel az idődomén spektrumok – kissé pontatlan, de a lényegét jól leíró megfogalmazással – a hagyományos (energiadomén-) Mössbauer-spektroszkópia időbeli Fourier-transzformáltjainak tekinthetők. Mivel a szinkrotronsugárzás sávzélessége a monokromatizálás után is meV nagyságrendű, ezért az összes átmenetet egyszerre gerjesztjük. Az időspektrumban az egyszerre bomló magok különböző átmeneteihez tartozó, tehát kissé eltérő frekvenciájú sugárzások szuperpozícióját, azaz kvantumlebegést hozva létre. Ennek megfelelően az atommag környezetének hatását a spektrumokban időbeli oszcillációkként észleljük, ezt jeleníti meg a 15. ábra. A lebegés frekvenciája a hiperfinom kölcsönhatás erősségével arányos, hasonlóan a Mössbauer-spektrumokban tapasztalt energiafelhasadásokhoz. Éppen ezért ugyanazt az információt tükrözik: az atommag körüli elektronsűrűség

szimmetriáját, közvetve az oxidációs állapotot, valamint mágneses anyagoknál a mágneses tér nagyságát és irányát; utóbbira az NFS érzékenyebb a sugárzás polarizáltsága miatt. Mindenesetre az NFS nem pótolja, hanem inkább kiegészíti a konvencionális Mössbauer-spektroszkópiát: olyan esetekben használjuk, ha a minta kicsi, a méréshez szükséges térszög kicsi, esetleg a szórás koherens tulajdonságát vagy a nyaláb 100 %-os polarizációját akarjuk kihasználni.

15. ábra: Üvegfelületre felvitt 20 nm vastag oxidált vasréteg vizsgálata szinkrotron-Mössbauer-spektroszkópiával. A sugárzás 1 mrad-os beesési szögénél kb. 2 nm mélyen hatol be az anyagba, így csak a minta tetején lévő 30 atomnyi rétegről hoz információt. Az ábra alján látható az ilyen körülmények között felvett spektrum, mely paramágneses fázis – valószínűleg FeO(OH) – jelenlétét tükrözi. A 3,7 mrad-os beesési szögénél a behatolási mélység kb. 20 nm, az ennek megfelelő (felső) spektrum az anyag belsejében lévő mágneses fázisra jellemző, melynek kémiai összetétele valószínűleg magnetit (Fe_3O_4) [104].



A gerjesztő nyaláb energiájának hangolhatósága folytán a módszerrel olyan magok vizsgálata is elérhetővé vált, amelyek használatára a hagyományos Mössbauer-spektroszkópia alkalmas sugárforrás híján nem ad módot.

IV.4. Mintapreparációs technikák

A fenti mágneses viselkedés tanulmányozásához szükség van megfelelő mintákra. Ebben a részben röviden ismertetem a vékony- és multirétegek előállítására használható módszereket; az általunk használt MBE technikára bővebben is kitérek.

Az egyik legelterjedtebb a kémiai módszer (chemical vapour deposition, CVD) [106]. Itt a vékonyréteg anyagát gáz- vagy gőzfázisba viszik, ebbe merítik a bevonandó felületet (folyadékfázis is alkalmas, ha az adott hőmérsékleten elég nagy a gőznyomása). A rendszerrel energiát közölnek, aminek a hatására különböző kémiai reakciók játszódnak le, és a réteg kialakul. A módszernek léteznek különféle változatai, pl. alacsony nyomást,

vagy plazmakisülést alkalmazó eljárások. A CVD viszonylag olcsó, gyors (a növekedési sebesség 5 és 50 nm/s között változhat), ipari tömegtermelésre alkalmas, hatékony módszer. Ugyanakkor környezetszennyező. A reagensek és a keletkezett melléktermékek nagy része mérgező, gyúlékony, vagy erősen korrozív anyag.

Egy másik módszer az elektrolízis [107]. Az elektrolitikus leválasztás esetén az elektrolitba, ami a felviendő réteget alkotó fém sójának vizes oldata két elektródán keresztül áramot vezetnek. A negatív elektródán, azaz a katódon az elektrolit sóoldatának a fémje kiválik. Vékonyréteg-növesztés esetén a hordozó a katód, amelynek emiatt vezetőnek kell lennie. Multirétegek növesztése esetén kétféle anyagot kell egymás után periodikusan leválasztani. Az eljárásról, és alkalmazásairól részletes áttekintést nyújt Bakonyi Imre és Péter László tanulmánya [108]. A módszer gyors, a növesztési sebesség a 0,1 nm/s-tól akár 1 nm/s fölötti értéket is felvehet. Előnye, hogy ipari méretekben könnyen alkalmazható, hátránya, hogy a leválasztási sebesség adott áram mellett függ az oldat koncentrációjától, tehát folytonosan változik, így multiréteg készítés során a később növesztett rétegek vastagsága eltérhet a korábban készültektől. A többi kémiai leválasztáshoz hasonlóan a keletkezett melléktermékek környezetszennyezőek, korrozívak.

A másik csoport a fizikai módszerekkel történő leválasztás (physical vapour deposition, PVD). A vékonyréteg anyagát gőz- vagy gázfázisba visszük, amihez a rendszerrel energiát kell közölni. Az energiaközlés történhet melegítéssel, illetve ionbombázással. Az első esetben párologtatásról, a másodikban porlasztásról beszélünk. Porlasztás [109, 110] esetén a vékonyréteg forrása egy ionbombázásnak kitett céltárgy (target). A bombázó ionokat rendszerint egyenáramú gázkisülésből nyerik. A targetre 1000 V nagyságrendű feszültséget kapcsolnak, a hordozó le van földelve. Ezután körülbelül 10^{-3} mbar nyomású Ar gázt eresztenek a vákuumrendszerbe, és az ennek hatására létrejövő gázkisülés ionjaival (plazma) bombázzák a targetet. A becsapódó ion a legfelső néhány atomrétegben több ütközést is megél, az ütközések során az energiája több atomra oszlik el. Ez az energia a későbbiek folyamán egy, a felületen lévő atomra összpontosul, mely kilép, porlódik. Porlasztással már viszonylag jó minőségű rétegek állíthatók elő. A növekedési sebesség 0,1 és 1 nm/s közé esik, ami már lehetővé teszi

néhány atomvastagságú rétegek előállítását. A porlasztáskor alkalmazott gáz bekerülhet a rétegbe, ezáltal rontja annak tisztaságát.

Párolgatás [111] esetén a forrás fűtésével visszük az atomokat gőzfázisba. A melegítés történhet ellenállásfűtéssel, elektronbombázással, lézerrel. Ellenállásfűtés esetén direkt-, vagy indirekt fűtés alkalmazható. A direkt fűtést magas olvadáspontú fémek (W, Ta, Mo) esetén alkalmazzák. Indirekt fűtés esetén a párolgatatandó anyagot kerámia- vagy grafittegelybe, esetleg magas olvadáspontú fémből készült csónakba helyezik. Ekkor a tégely anyaga is párolog, szennyezi a mintát, illetve kémiai reakcióba léphet a párolgatatandó anyaggal. Elektronbombázással történő párolgatás esetén a párolgatatandó anyag és az elektronforrás (W katód) közé nagyfeszültséget (5–20 kV) kapcsolnak, majd a feszültségkülönbség hatására gyorsuló elektronok mozgásirányára merőlegesen mágneses teret alkalmaznak. A becsapódó elektronok a párolgatatandó anyagot kis foltban megolvasztják (a teljesítmény 1–10 kW/cm²), a többi részét hűtik. Az anyag a „saját anyagából készült tégelyben” van, ezáltal elkerülhető a tégely anyagából jövő szennyeződés, illetve a vele létrejövő esetleges kémiai reakció. A módszer az ellenállásfűtésnél tisztább, jobban szabályozható. Lézeres párolgatásnál az anyagot olyan vákuumedénybe helyezik, amelyen van egy, az adott lézerfényt átteresző ablak. Az ablakon keresztül impulzusüzemben működő lézerrel világítjuk meg az anyagot, amely – ha az illető lézerfényt elnyeli – annak a becsapódási helyén megolvad és párolog. A módszer előnye, hogy nagy tisztasággal dolgozik, mivel a hő termelő egység a vákuumrendszeren kívül van. Nagyon magas olvadáspontú anyagok is párolgathatók így, és bármilyen atmoszféra lehet a forrás körül. Ugyanakkor az anyag–lézerfény-kölcsönhatás folyamán nemcsak párolgás történik, hanem a párolgó anyagból ún. nagyságú részek szakadhatnak ki, amelyek befolyásolják a növekvő réteg szerkezetét.

A párolgatással történő mintakészítés legkifinomultabb változata a molekulanyaláb-epitaxia (molecular beam epitaxy, MBE) [127] módszer. Az általam használt minták is így készültek, ezért ezt a módszert részletesebben bemutatom.

A molekulanyaláb-epitaxia egy olyan mintanövesztési módszer, amelynek lényege, hogy a hordozóra ultranagyvákuumban (UHV) párolgatjuk fel az atomokat, illetve a molekulákat. Az UHV biztosítja, hogy csak az általunk kívánt atomok jussanak a hordozóra, és az ne szennyeződjék maradékgáz-molekulákkal. A „molekulanyaláb” jelző

a párologtatás módjára utal. Az MBE-nél ténylegesen egyedi atomok, molekulák találhatók a forrástól érkező nyalámban. Az UHV teszi azt is lehetővé, hogy a rétegeket lassan és nagy pontossággal növelesszük. Az MBE berendezések specifikáció szerinti növesztési sebességtartománya a 0,001–0,1 nm/s tartományba esik. A növesztés sebessége tetszőlegesen alacsony lehet, a növesztési idő növelésének csak az ultranagyvákuum minősége szab határt.

Az MBE berendezéseknek több típusa létezik a bennük előállított minták anyagfajtai szerint. Leggyakrabban az ún. félvezető MBE-t használják, amely a félvezetők kutatásában és gyártásában kerül alkalmazásra. Az ún. fém MBE-t általában az alapkutatásban használják, és az – nevének megfelelően – főleg fémes rendszerek növesztésére szolgál. A különbség alapvetően nem az MBE elvében, hanem az alkalmazott környezeti feltételekben van.

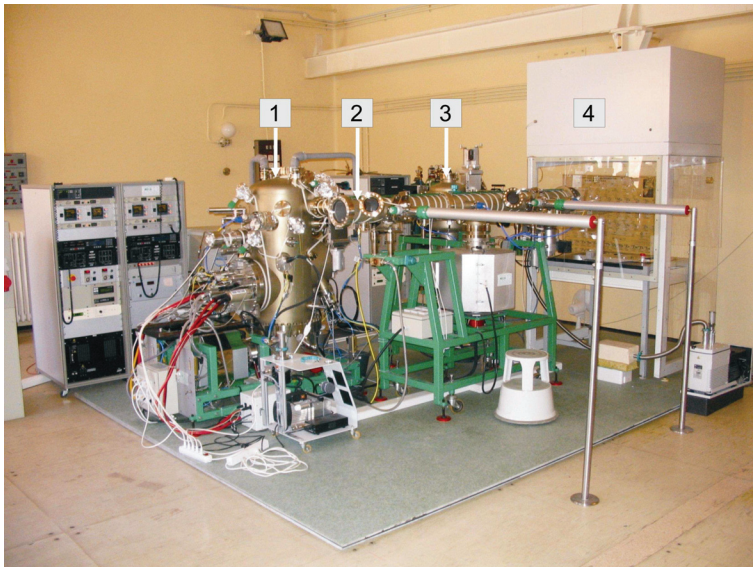
Az MBE rendszerekben is ugyanazokat a párologtatási technikákat alkalmazzák, mint a hétköznapi vákuumpárologtatás esetén, csak maguk a párologtató egységek kifinomultabbak. A tégelyből való párologtatás egyik legrégebbi formája a Knudsen-cella, elterjedt jelöléssel K-cella. A K-cella az effúziós cellák egy speciális formája. Az eredeti effúziós cella egy, a térfogatához viszonyítva apró lyukkal ellátott edény, amelynek a belsejében található a forrás. A forrás melegítésével kialakul a cellában az adott hőmérsékletre jellemző egyensúlyi gőznyomás, melyet elhanyagolható mértékben módosítanak a nyíláson át távozó atomok. A cellából kilépő atomok szögeloszlása $\cos\varphi$ -vel arányos, ahol φ a nyílás normálisával bezárt szög. Az intenzitás egyenesen arányos továbbá a gőznyomással és a lyuk méretével is. A ma használt cellák alakja általában cső vagy kis nyílásszögű tölcser. A kilépő nyaláb szögeloszlását a fűtőszálak elhelyezkedése és a forrást tartó tégely alakja határozza meg. Az elektronágyú esetében a nagyfeszültségű katódról kilépő elektronokat mágneses térrel térítjük el a forrás felszínére. Az elektronbombázás hatására az elpárologtatandó anyag, amely egy rézcsészében foglal helyet, megolvad. A csésze része a vízhűtéssel ellátott réz tartótömbnek; az állandó hűtés hatására csak a forrás teteje párolog, a többi anyag kibéleli a csészét, ezért a csésze anyaga nem szennyezi a forrást. Az elektronágyú másik előnye a dinamikus állítható növesztési sebesség. Míg az effúziós cellák nagyon stabilak, de növesztési sebességük lassan változtatható, addig az elektronágyú rendkívül jól

szabályozható, viszont a párolgás (olvadás) instabilitásai miatt nehezebb vezérelni. Másik hátránya, hogy a párolgás szabad felületről történik, így a horizont fölötti térrészben minden irányban ugyanakkora az anyagáram. A számunkra szükséges irányok kiválaszthatóak ugyan az ágyú fölé helyezett hűtött védőpajzsra lévő nyílásokkal, azonban az anyag nagy része a védőpajzsra nő rá. Ugyanakkor az elektronágyú több tégelyt is tartalmazhat egyszerre, melyek válthatók. Ezáltal a vákuumrendszer megbontása nélkül lehet cserélni a növesztendő anyagot; erre a K-cella esetén nincs mód. Maga a növesztési folyamat a forrásból elpárolgó atomok kondenzációja a hordozó felületén. A felületre érkező atomok első lépésben fizisorbeálódnak, azaz kezdeti kinetikus energiájukat elvesztve már csak a felületen tudnak elmozdulni. Ezt követi a kemisorpció, melynek során a beérkező atom véglegesen kémiai kötésbe lép a felülettel. Az MBE növesztés atomos (molekuláris) jellege és lassú párologtatási sebessége lehetővé teszi, hogy a felületre érkező és ott megtapadó atomok szabályos kristályszerkezetet alkossanak. Túl nagy sebesség, vagy túl alacsony hőmérséklet esetén ugyanis nincs az atomoknak idejük megkeresni az energiaminimumnak megfelelő pozíciót; ilyenkor amorf réteget kaphatunk. Megfelelően választott elemi cellájú egykristályhordozó esetén a növekvő réteg illeszkedik a hordozó atomszerkezetéhez; az atomrácsok mintegy „folytatják egymást”. Ilyenkor beszélünk epitaxiális filmről. Az epitaxia több, egymásra párologtatott réteget tartalmazó szerkezeteknél (multirétegeknél) is megvalósítható; ezek a szuperrácsok.

IV.4.1. Az általunk használt minták

Az általunk használt epitaxiális Fe/Cr minták mind MBE technikával készültek. Az első, amelyen lineáris polarimetriai méréseket végeztünk, egy MgO(100) egykristály hordozóra növesztett, „990608”-as azonosítójú [$^{57}\text{Fe}(2,6 \text{ nm})/\text{Cr}(1,3 \text{ nm})$]₂₀ multiréteg a Leuveni Katolikus Egyetem Mag- és Sugárfizikai Intézetében található, RIBER gyártmányú MBE berendezésen [128] készült. A hordozó megfelelő minőségű felületét 600 °C-on végzett, 30 percig tartó hőkezeléssel alakították ki. A rendszer alapnyomása $4 \cdot 10^{-10}$ mbar volt, amely a növesztés során $1 \cdot 10^{-9}$ mbar-ra nőtt. A növesztés során a hordozó hőmérsékletét 180 °C-on tartották. A ^{57}Fe -et egy speciálisan erre a célra használt Knudsen-cellából (az egyik első, még nem MBE-be épített változatát a [112] mutatja be), míg a Cr-ot elektronágyúból növesztették. A ^{57}Fe növesztési sebessége 0,01 nm/s, míg a

Cr-é 0,035 nm/s volt. A jobb laterális homogenitás elérése végett a mintát végig forgatták a növesztés során. A másik, lineáris polarimetriában használt multiréteg, amely a KFKI RMKI-ban üzemelő, MECA-2000 gyártmányú MBE-vel (1. kép) [113, 114] készült, szerkezete kissé eltér az előzőtől: Cr(12 nm)/[^{57}Fe (2,5 nm)/Cr(1,2 nm)]₁₀/Cr(2,4 nm) (azonosító: 0604/02).



1. kép: A KFKI RMKI MBE rendszere: (1) növesztő kamra, (2) összekötő cső, (3) előkészítő kamra, (4) lamináris fülke

A hordozó most is egy MgO(100) egykristály volt, amelynek a felületét az előző mintánál látott módon készítettük elő. A rendszer alacsonyomása $1 \cdot 10^{-10}$ mbar volt, amely a pufferréteg növesztése során $5,3 \cdot 10^{-9}$ mbar-ra, a multiréteg növesztése során $3,5 \cdot 10^{-9}$ mbar-ra nőtt. A 12 nm-es Cr pufferréteg növesztésekor a hordozó hőmérséklete 400 °C-on, míg a multiréteg növesztésekor 110 °C-on volt tartva. A ^{57}Fe -et egy speciálisan erre a célra használt Knudsen-cellából, 1410 °C-on, míg a Cr-ot elektronágyúból növesztettük, hasonlóan az előző mintához. A ^{57}Fe növesztési sebessége 0,0054 nm/s, míg a Cr-é 0,01 nm/s volt. A jobb laterális homogenitás elérése végett a minta itt is végig forgatva

volt a növesztés során. Az elliptikus polarimetriai méréseknél használt, ugyancsak MgO(100) hordozóra növesztett Fe(20 nm)/Cr(1,2 nm)/⁵⁷Fe(5 nm)/Cr(2,4 nm) hármásréteg (azonosító: 8103) is az RMKI-ban működő MBE-vel készült. A hordozó előkészítése a korábbi mintáknál bemutatott módon történt. A rendszer alapnyomása $2,7 \cdot 10^{-11}$ mbar volt, ami a növesztés során $3,1 \cdot 10^{-9}$ mbar-ra nőtt. A köztes, 1,2 nm-es Cr réteg növesztésekor a hordozó hőmérséklete 290 °C-on, míg a többi réteg növesztésekor 175 °C-on volt tartva. A ⁵⁷Fe-et egy speciálisan erre a célra használt Knudsen-cellából, 1410 °C-on, míg a Fe-at, és a Cr-ot elektronágyúból növesztettük, hasonlóan az előző mintákhoz. A ⁵⁷Fe növesztési sebessége 0,00434 nm/s, míg a Fe-é 0,025 nm/s, a Cr-é 0,005 nm/s volt. A jobb laterális homogenitás elérése végett a minta itt is végig forgatva volt a növesztés során. A szinkrotronnál végzett elliptikus polarimetriai méréseknél Fe/Gd rendszert használtunk, egy MgO(100)-ra növesztett Cr(5,6 nm)/Gd(7 nm)/⁵⁷Fe(7 nm)/Gd(7 nm)/Cr(5,6 nm) hármásréteg (azonosító: F0820) formájában. A minta Leuvenben készült. A hordozót 1 órás, 600 °C-os kifűtéssel készítették elő. A rendszer alapnyomása $1 \cdot 10^{-10}$ mbar volt, amely a növesztés során $2,3 \cdot 10^{-9}$ mbar-ra nőtt. A növesztést szobahőmérsékleten végezték. A Cr puffer- és fedőréteget és a Gd rétegeket elektronágyúból, 0,007 nm/s, illetve 0,0142 nm/s növesztési sebességgel választották le. A ⁵⁷Fe-et most is a speciális Knudsen-cellából, 1280 °C-on, 0,0012 nm/s-os növesztési sebességgel választották le. A jobb laterális homogenitás elérése végett a minta itt is végig forgatva volt a növesztés során. Az egyes minták fő paramétereit a 2. táblázatban foglaltam össze:

| Azonosító | Névleges szerkezet |
|-----------|--|
| 990608 | MgO(100)/[⁵⁷ Fe(2,6 nm)/Cr(1,3 nm)] ₂₀ |
| 0604/02 | MgO(100)/Cr(12 nm)/[⁵⁷ Fe(2,5 nm)/Cr(1,2 nm)] ₁₀ /Cr(2,4 nm)] |
| 8103 | MgO(100)/Fe(20 nm)/Cr(1,2 nm)/ ⁵⁷ Fe(5 nm)/Cr(2,4 nm) |
| F0820 | MgO(100)/Cr(5,6 nm)/Gd(7 nm)/ ⁵⁷ Fe(7 nm)/Gd(7 nm)/Cr(5,6 nm)] |

2. táblázat: A polarimetriai mérésekhez használt antiferromágneses vékonyréteg-minták

V. Eredmények, és értékelésük

Ebben a fejezetben a kutatómunkám során elért tudományos eredményeket foglaltam össze azok értékelésével együtt. Ezek egyrészt a CEMS és szinkrotronos polarimetria, mint új kísérleti módszerek, az ezek kiértékeléseire kifejlesztett két módszer és azok elmélete, valamint az alkalmazásuk antiferromágneses rendszerek rétegmágnesezettségének a vizsgálatára.

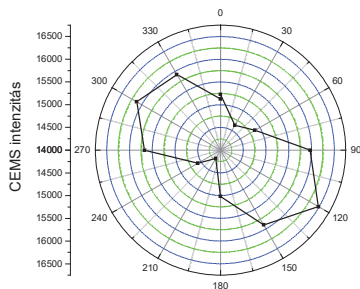
V.1. Új kísérleti módszerek – Mössbauer-polarimetria

Optikai értelemben a polarimetria a polarizált fotonokkal felvett mágneses irányeloszlást jelent. Ilyen vizsgálatokat Mössbauer-forrásokkal is végeztek transzmisszióban [115], illetve magam is vettem fel ilyen eloszlásdiagrammot CEMS-ben (16. ábra). Itt a felhasadt forrásból kilépő rezonáns fotonokat permanens mágnesekkel polarizáltam, és a polarizációs síkot a mágneseket forgatva változtattam.

16. ábra: Egy ^{57}Fe fölián, felhasadt forrással a $v = 0$ mm/s sebességnél, remanenciában felvett intenzitás irányeloszlás polárkoordinátákban ábrázolva. Az ábra a minta mágneses előéletét mutatja.

A forgatás 30° -os lépésekben történt, minden lépésben ugyanannyi ideig mértem a teljes intenzitást, a forrás Mössbauer-mozgatása nélkül, azaz a $v = 0$

mm/s-os sebességnél. A minta nem volt mágnesezve, így annak a mágneses előéletét látjuk. Ezért nem a 0° és a 180° irányában a legnagyobb az intenzitás, hanem attól 60° -kal elfordulva, ugyanis legutóbb a minta ebben az irányban eltt mágnesezve. A 9. ábrán bemutatott szimulált spektrumoknál látszik, hogy ha a forrásban, és a mintában párhuzamos a mágnesezettség, a $v = 0$ helyen a spektrumban nagy intenzitású csúcsot kapunk. Vagyis, ha itt mérek, akkor növekszik meg az intenzitás, ha a forrás és a minta mágnesezettsége párhuzamos. Ezzel a módszerrel az adott mintában lépésről lépésre feltérképezhető a mágnesezettség irányeloszlása.



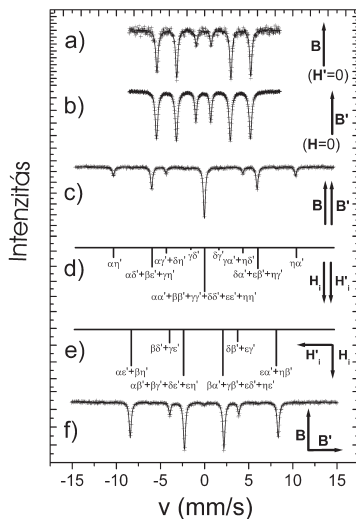
Az általam használt Mössbauer-polarimetria egy ettől eltérő módszer. Nem más, mint Mössbauer-spektroszkópia polarizált forrással, amit szintén neveznek polarimetriának. A polarizáltságtól függően lineáris- és cirkuláris polarimetriát használtam, az alábbiakban részletesen bemutatom a módszerek gyakorlati megvalósítását, és a kísérleti berendezéseket.

V.1.1. Lineáris Mössbauer-polarimetria

Lineáris polarizáció esetén mind a forrást, mind az abszorbenst síkban mágnesezzük. A módszert transzmisszióban demonstráltam, a céloom a 9. ábrán látott elméleti spektrumok kísérleti előállítására volt. Először a felhasadt $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás egyvonalas $\text{Na}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]\cdot 10\text{H}_2\text{O}$ abszorbenssel felvett spektrumát (17.a ábra), illetve $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$ egyvonalas forrás 155 nm vastag, csillámra párologtatott $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbenssel felvett spektrumát (17.b ábra) mértem meg. A kísérleti spektrumok jól visszaadják a 9. ábrán bemutatott elméletieket. Ezután végeztem el a felhasadt forrás – felhasadt abszorbens kísérletet 155 nm vastag, 95,5 %-ra feldúsított izotóparányú, az átvilágíthatóság miatt csillámra párologtatott, 1 nm ezüzzel bevont ^{57}Fe abszorbens felhasználásával [116, 117], a forrásra, és az abszorbensre egyaránt 270 mT külső teret kapcsoltam.

17. ábra: (a) $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás egyvonalas $\text{Na}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]\cdot 10\text{H}_2\text{O}$ abszorbenssel felvett spektruma, (b) $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$ egyvonalas forrás 155 nm vastag, csillámra párologtatott $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbenssel felvett spektruma; $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás 155 nm vastag, csillámra párologtatott $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbenssel, párhuzamos, illetve merőleges külső terekkel felvett kísérleti spektrumai (c, f), a hozzájuk tartozó elméleti spektrumok vonaldiagrammjai (d, e) [116].

Két kísérletet végeztem, ahol a polarizátor és a minta tere párhuzamos, illetve merőleges volt egymásra ($\varphi=0$



és 90°, 17.c és 17.f ábra). A kapott spektrumok a forrás ($\alpha, \beta, \dots, \eta$) és az abszorbens ($\alpha', \beta', \dots, \eta'$) hatvonalas spektrumainak a konvolúciójaként állnak elő. A kapott spektrumok független polarizációs állapotokat mutatnak. Következésképpen „párhuzamos” esetben csak azok a vonalak jelennek meg, amelyekhez párhuzamos hiperfinomtér-komponensek tartoznak. Ha a polarizációk merőlegesek, csak azon vonalak jelennek meg, amelyekhez a hozzátartozó hiperfinom terek jobbsodrású rendszert alkotnak [28]. A spektrumok az EFFINO [118] programmal, transzmissziós integrál felhasználásával lettek kiértékelve, a forrást és az abszorbenst teljesen polarizáltnak tételeztük fel [119]. A teljes lineáris polarizáltságnak ($\alpha = \alpha' = \eta = \eta' = 3/2$, $\beta = \beta' = \varepsilon = \varepsilon' = 2$, $\gamma = \gamma' = \delta = \delta' = 1/2$, $\theta = \theta' = \pi/2$) megfelelő elméleti spektrumok (9. ábra) vonaldiagrammjai láthatók a 17.d–17.e ábrán, $\varphi = 0$ és $\varphi = \pi/2$ esetre. A kísérleti spektrumok jól megegyeznek az elméletiekkel, bár a forrás vagy az abszorbens nem tökéletes polarizáltságából adódó járulékok ugyancsak megfigyelhetők. A kiértékeléskor ezt a hozzákeveredett járulékot teljes egészében a másik lineáris polarizáció járulékának tekintettük. A kiértékelésből maximum 4,3, illetve 3,4 % járulékok adódtak a másik polarizációjú állapotból párhuzamos és merőleges esetben (folytonos görbék a 17.c és a 17.f ábra). Feltételezve, hogy az abszorbens 100 %-ban lineárisan polarizált, a forrás polarizáltsága tehát legalább 96 %. A lineáris polarimetria CEMS-be is áttölthető. Ehhez először is meg kellett építeni a megfelelő berendezést, egy CEMS polarimétert.

V.1.2. Lineáris CEMS polariméter

A polariméter (2. kép) elvi elrendezése a 18. ábrán látható [116, 117]. A forrás a polarizátor pólusai közé lett behelyezve, és ott mozgatható hagyományos Mössbauer-mozgató alkalmazásával. A polarizátor egy pár NdFeB permanens mágnesből áll, amelyek egy pillangójáramra vannak rögzítve. A forrás föliájának a síkjában 270 mT a tér, amelyet két 3 mm-es vaslemez homogenizál. (A tér homogenitása jobb, mint 10^{-3} a forrás 5 mm átmérőjű aktív felületén.) A polarizátor egy, az elektromágnes jármaihoz rögzített optikai padra lett felszerelve, mágnesei forgathatók az optikai tengelyre merőleges síkban, az elektromágnes terének irányához képest 1°-os pontossággal. A minta az elektromágnes pólusai közé, az optikai tengelyben lett rögzítve. CEMS kísérletekben a CEMS detektorban, zártan helyezkedik el a minta, és maga a detektor van

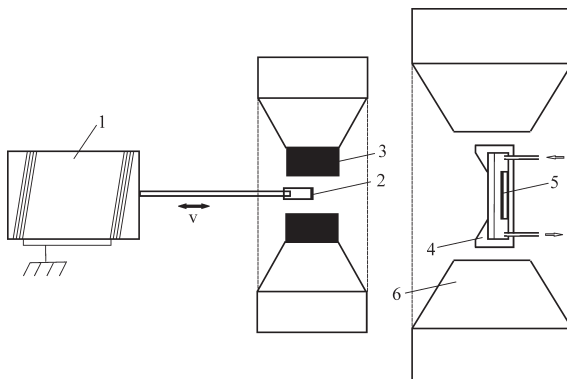
rögzítve az elektromágnes pólusai közé egy goniométeren, amely az optikai tengelyre merőleges síkban finom pozicionálást, azaz $0,1^\circ$ pontosságú forgatást tesz lehetővé a külső tér irányához képest. A detektor egy házi készítésű, egyszálás, átfolyógázas proporcionális számláló, amely 95,3% He, 4,7% CH₄ gázkeverékkel, 800 ± 10 V feszültséggel működik. A detektor hengeres belső tere 20 mm átmérőjű és 2 mm magas, a minta felülete, és az alumíniumozott mylar ablak adja a henger két fedőlapját. A szál szimmetrikusan, 1 mm-re a minta felszínétől lett rögzítve. Nem észleltünk változást a detektor hozamában 400 mT-ig, ami ebben a geometriában az elektromágnessel elérhető maximális tér. Egy későbbi fejlesztés során egy új, kisebb átmérőjű detektor [51, 120] került a berendezésbe, amivel a maximális tér 800 mT-ra lett növelhető.



2. kép: Lineáris CEMS polariméter.

Habár a belső- és a külső terek vektori összege nem egyezett meg a forrásban és az abszorbensben a különböző külső terek alkalmazásakor; a spektrumvonalak félértékszélessége jellemzően 0,24 mm/s-nak adódott (ez 0,75 T belső térnek felel meg),

az egyes komponensekben a spektrumvonalak torzulása még az elérhető legnagyobb tereknél is kicsi maradt.

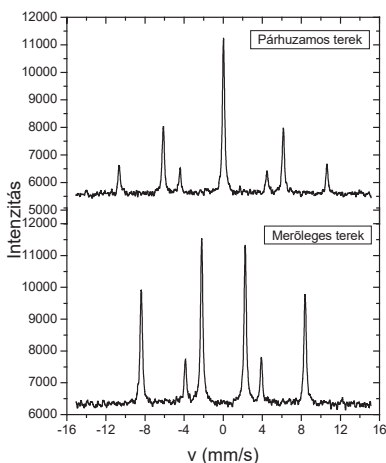


18. ábra: A lineáris CEMS polariméter elvi felépítése: (1) Mössbauer-mozgató, (2) $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás, (3) forgatható, permanens mágneses polarizátor, (4) átfolyógáz proporciónális számláló, (5) minta, (6) elektromágnes [116].

A szórt teret az előerősítő és a Mössbauer-mozgató helyén leszorítottuk 0,09, illetve 0,05 %-ra. 400 mT központi tér esetén

a sebességkalibrációs tényezőben, és a nulla-sebességhez tartozó csatorna helyében a változás a kísérleti hibahatáron belül maradt.

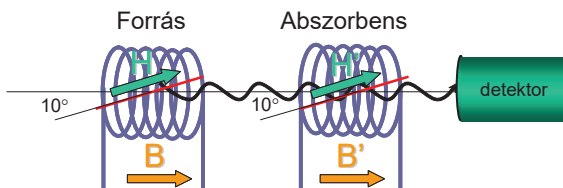
19. ábra: A lineáris CEMS polariméterrel, egy 20 μm vastag, hengerelt ^{57}Fe fólián, párhuzamos, és merőleges elrendezésben felvett spektrumok. A spektrumalakok visszaadják a transzmissziós kísérletekben kapottakat.



Transzmissziós mérések esetén a CEMS detektor helyére került az abszorbensfólia, amely mögé egy proporcionális számlálót helyeztem el. A módszer CEMS-ben való demonstrálásához a CEMS detektorba mintaként egy 20 μm vastag, hengerelt ^{57}Fe fóliát raktam. A detektort az elektromágnes pólusai közé helyeztem, majd 400 mT külső teret kapcsoltam rá. A párhuzamos, és merőleges elrendezésnél kapott spektrumok a 19. ábrán láthatók. A spektrumok visszaadják a transzmissziós kísérletekből, és szimulációkból (17. ábra) várt alakokat. A kiértékelésükre két módszert is kidolgoztunk. Ezeket később részletesen bemutatom.

V.1.3. Elliptikus Mössbauer-polarimetria

A Frauenfelder [52] ötletén alapuló transzmissziós kísérlet gyakorlati megvalósításához két szolenoidot használtunk (20. ábra). A $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrást egy speciális, $\theta = 10^\circ$ -kal bedöntött tartóra rögzítettük, és a „polarizátor” tekercsben mozgattuk egy Mössbauer-mozgatóval. A szolenoidra 50 mT, \mathbf{k} -val párhuzamos teret kapcsoltam. A tekercs szórt tere a viszonylag távol lévő mozgató helyén elhanyagolhatóan kicsi volt, azt nem zavarta. Az abszorbens ugyanaz a csillámra párologtatott, 155 nm vastag ^{57}Fe film volt, amelyet a lineáris polarimetriában használtam, és amelyet egy másik tekercsben, egy $\theta = 10^\circ$ -kal bedöntött mintatartóba helyeztem el.



20. ábra: A transzmissziós elliptikus polarimetria gyakorlati megvalósítása

Erre a szolenoidra is 50 mT, \mathbf{k} -val párhuzamos teret kapcsoltam. A mágnesezettség előjelváltását a tekercsben futó áram irányának, azaz a \mathbf{B}' külső tér \mathbf{B} -hez képesti irányának a változtatásával értem el. Így az abszorbens hiperfinom tere 10 és 190° -ban állt az optikai tengelyhez képest. A kísérletek eredménye a 21. ábrán látható. A spektrumok nem olyan egyértelműek, mint a 11. ábrán bemutatott szimulációk. A forrás,

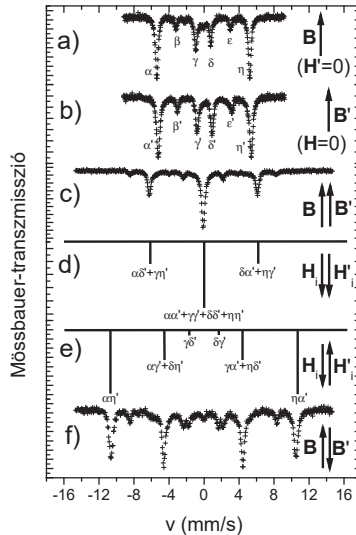
és a minta spektrumában nagyobb a 2-es és az 5-ös vonal intenzitása (21.a–b ábra), emiatt a polarizált spektrumokban (21.c és 21.f ábra) a 11. ábrán láttotknál lényegesen nagyobb a nem cirkuláris csúcsok intenzitása. Ennek oka a minta mágnesezettségében keresendő, amire később még visszatérek. Az azonban látszik, hogy a 21.d–e ábrán vonaldiagrammal jelzett cirkulárisan polarizált csúcsok dominálnak a spektrumokban. Itt is megfigyelhető a tér előjelének a megfordítására történő szignifikáns spektrumalakváltozás, ezáltal a módszer alkalmas a hiperfinom tér előjelének a meghatározására. Ezenfelül a mágnesezettség irányáról a teljes információ, azaz a θ polár-, és φ azimutszögek nagysága is meghatározható ezekből a spektrumokból.

21. ábra: (a) döntött $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás egyvonalas $\text{Na}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]\cdot 10\text{H}_2\text{O}$ abszorbenssel felvett spektruma, (b) $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$ egyvonalas forrás döntött, 155 nm vastag, csillámra párologtatott $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbenssel felvett spektruma; döntött $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrás 155 nm vastag, csillámra párologtatott, döntött $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ abszorbenssel, párhuzamos, illetve ellentétes külső terekkel felvett kísérleti spektrumai (c, f), a hozzájuk tartozó cirkulárisan polarizált elméleti spektrumok vonaldiagrammjai (d, e).

Az erre kidolgozott módszereinket a későbbiekben részletesen bemutatom.

A transzmissziós elliptikus polarimetria fent bemutatott

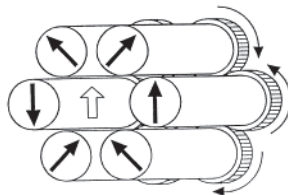
eredményei nem többek Frauenfelder 1962-es eredményeinek jobb minőségű megismétlésénél. Az igazi újdonságot a módszer CEMS-be történő átültetése jelenti. Ehhez meg kellett építenünk egy elliptikus CEMS polarimétert.



V.1.4. Elliptikus CEMS polariméter

A döntött forrás – döntött abszorbens elrendezés CEMS-ben úgy valósítható meg, hogy speciális, oldalablakkal rendelkező detektort használunk, és ezen keresztül, kisszögű beesésben bocsátjuk a mintára a döntött forrásból érkező polarizált γ fotonokat. Ehhez szükség van egy oldalablakkal ellátott detektorra, valamint egy olyan mágnesező szerkezetre, amely geometriailag úgy van kialakítva, hogy a mintára adott térről párhuzamosan lehessen kisszögben a polarizált sugárzást bevinni az oldalablakon. Szükség van egy olyan mágnesező szerkezetre, amely a síkjában mágnesezi át a mintát. Az általunk választott megoldás hat permanens mágnesből áll, melyek az úgynevezett mágikus elrendezésben [121] 7b ábrája (22. ábra) lettek elrendezve.

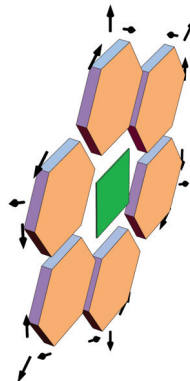
22. ábra: Hat mágnesrúd „mágikus” elrendezésben. A fehér nyíl mutatja az eredő teret [121].



A minta helyén a maximális tér tovább növelhető, hengeres helyett hatszögletű mágnesek alkalmazásával (23. ábra).

Az eredő tér egyirányú, nagyságának, és előjelének a változtatása a mágnesek forgatásával történhet. A minta a rendszer szimmetriasíkjában van elhelyezve, így a sugárzás mintához való közel párhuzamos hozzáférését a mágnesek vastagsága korlátozza. Ennek kiküszöbölésére a mintát kiemelhetjük a síkból, ami elrontja a szimmetriát, és nem kívánt, merőleges térkomponenst kelt.

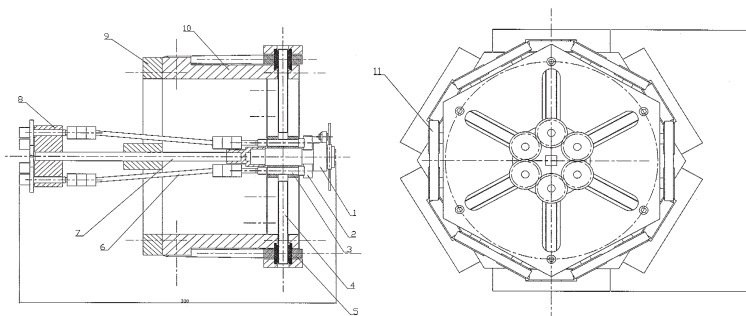
23. ábra: Hatszögmágnesek alkalmazásában a „mágikus” elrendezésben kapott eredő tér nagysága növelhető.



A polariméter a Biahistoki Egyetemmel való együttműködésben épült. Annak vizsgálatára, hogy mennyire homogén a tér a minta helyén, lengyel partnereink téreloszlási szimulációkat végeztek. Ezeket a szimulációkat most nem tárgyalom részletesen, mert nem anyaga a dolgozatnak.

A mágnesező műszaki rajza a 24. ábrán látható. A maximális mintaméretet $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$ -nek választottuk. A hatfogatú szimmetriában elrendezett mágnesek sugárirányú

mozgatása mechanikailag összekapcsolt menetes orsókkal történik, amelyeket egy léptetőmotor forgat. A mágnesek forgatása kardántengelyekkel történik, amelyeket egy másik léptetőmotor forgat. A motorok vezérlése számítógéppel történik, a program alkalmas arra, hogy kalibrálás után a kívánt térértékhez megkeresse azt a beállítást, ami mellett a legnagyobb a homogén felület a minta helyén.



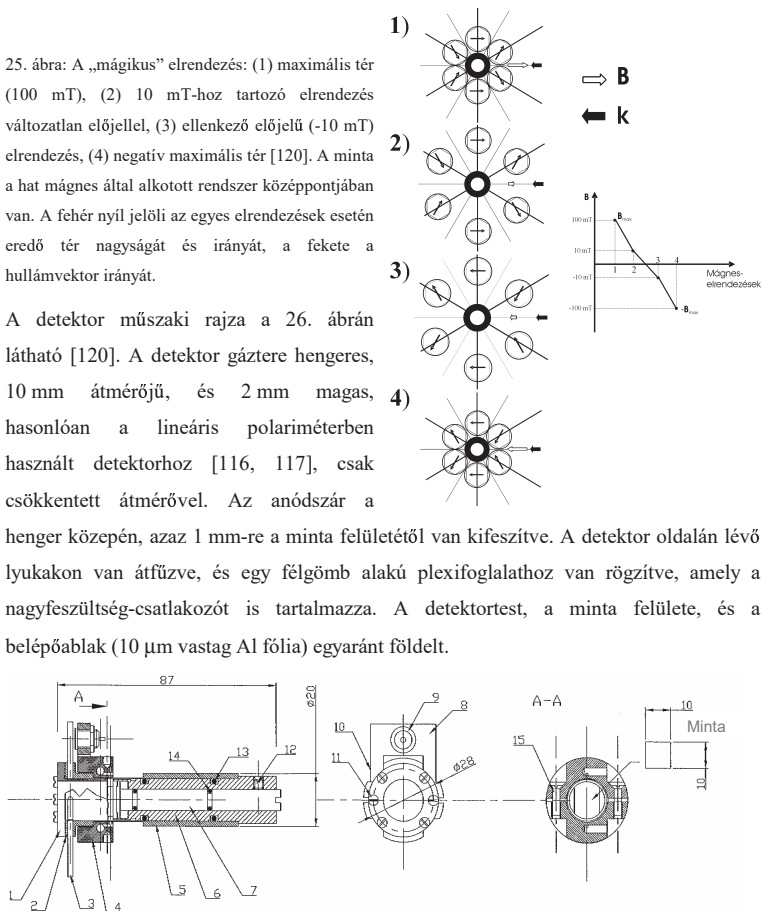
24. ábra: A mágnesező műszaki rajza: (1) CEMS detektor, (2) mágnes, (3) mágnesstartó, (4) menetes tengely a sugárirányú mozgathoz, (5) szalagmozgató csiga, (6) kardántengely, (7) CEMS tartó, (8) mágnes forgató, (9) hátlap, (10) CEMS test, (11) szalagfordító

A négy alapbeállításhoz tartozó elvi elrendezéseket, és a hozzájuk tartozó térértékeket a 25. ábrán ábrázoltam. Hagyományosan a CEMS technikában merőleges beesést alkalmaznak, így egy átlagos CEMS detektor csak erre alkalmas ablakkal rendelkezik (pl.: [96–101]), oldalablakkal nem. Irkaev és munkatársai kifejlesztettek egy ilyen detektort [122] súroló beeséses Mössbauer-spektroszkópiai mérések céljára. Rendelkeznünk egy ilyen detektorral, de annak nagy mérete miatt nem lehet megfelelő külső mágneses teret ráadni. Lehetőség van egy speciális mintatartó alkalmazásával a detektortérbe helyezett permanens mágnesekkel átmágnesezni a mintát, de ekkor a mágneses tér változtatásához ki kell cserélni a mágneseket, amihez szét kell szerelni a detektort. Ezért ez a detektor csak demonstrációs mérésekre használható. Białystoki kollégákkal együttműködésben mi is kifejlesztettünk egy kisszőgű beeséses mérésekre alkalmas CEMS detektort [51, 120] és egy hozzátartozó mágnesező szerkezetet.

25. ábra: A „mágikus” elrendezés: (1) maximális tér (100 mT), (2) 10 mT-hoz tartozó elrendezés változatlan előjellel, (3) ellenkező előjelű (-10 mT) elrendezés, (4) negatív maximális tér [120]. A minta a hat mágnes által alkotott rendszer középpontjában van. A fehér nyíl jelöli az egyes elrendezések esetén eredő tér nagyságát és irányát, a fekete a hullámvektor irányát.

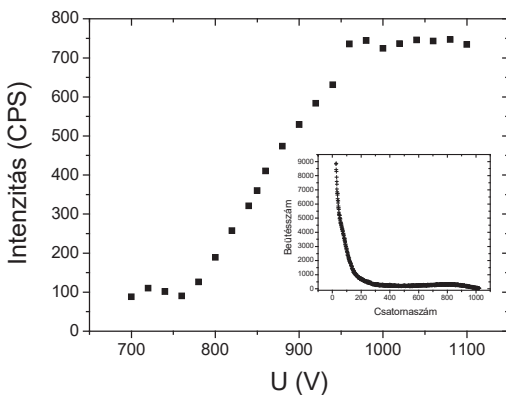
A detektor műszaki rajza a 26. ábrán látható [120]. A detektor gáztere hengeres, 10 mm átmérőjű, és 2 mm magas, hasonlóan a lineáris polariméterben használt detektorhoz [116, 117], csak csökkentett átmérővel. Az anódszár a

henger közepén, azaz 1 mm-re a minta felületétől van kifeszítve. A detektor oldalán lévő lyukakon van átfűzve, és egy félgömb alakú plexifoglalathoz van rögzítve, amely a nagyfeszültség-csatlakozót is tartalmazza. A detektortest, a minta felülete, és a belépőablak (10 μm vastag Al fólia) egyaránt földelt.



26. ábra: A detektor műszaki rajza: (1) előlő ablak, (2) detektortest, (3) gázbeömlő, (4) és (5) plexifoglalat nagyfeszültségű csatlakozással, (6) mintaház, (7) mintamozgató és forgató dugattyú, (8) nagyfeszültség-csatlakozó tartó, (9) nagyfeszültség-csatlakozó, (11) az előlő detektorablakot rögzítő csavarok, (12) a mintaforgatást lerögzítő csavar, (13) és (14) gáztömítő O-gyűrűk, (15) a plexifoglalatot rögzítő csavarok [120].

A vékonyfalú, csöves kiképzésű detektor az elektronhátter alacsonyan tartása végett alumíniumból készült. Az oldalablakok, és az első ablak közelítőleg merőleges irányokból (0-tól 25°-ig, és 85-től 90°-ig) történő rálátást tesznek lehetővé. A minta a síkjában, 360°-ban forgatható a detektor tengelye körül, lehetővé téve szögfüggő (a külső mágneses tér, és/vagy \mathbf{k} irányához képest). Annak biztosítására, hogy a γ -sugárzás elérje minden esetben árnyékolás nélkül a minta felületét, a mágnespólok a minta szélei közelébe, a gázbeömlő- és kimenő csövek a 10 mm-rel a minta síkja fölé lettek elhelyezve. Ezekre a megszorításokra nincs szükség a merőleges geometriában, ahol a forrás a detektorhoz közel, a detektorablak csészealakú vázában van elhelyezve. Kisszögű beesésénél a szögfelbontást csupán a forrás, és az alkalmazott rések mérete korlátozza. Ez a detektor is – hasonlóan a korábban bemutatotthoz – átfolyó üzemi gáزدetektor, 95,3 % He + 4,7 % CH₄ gázkeverékkel működik, amelynek az áramlási sebessége tűszeleppel szabályozott és olajbuborékoltatóval ellenőrzött.

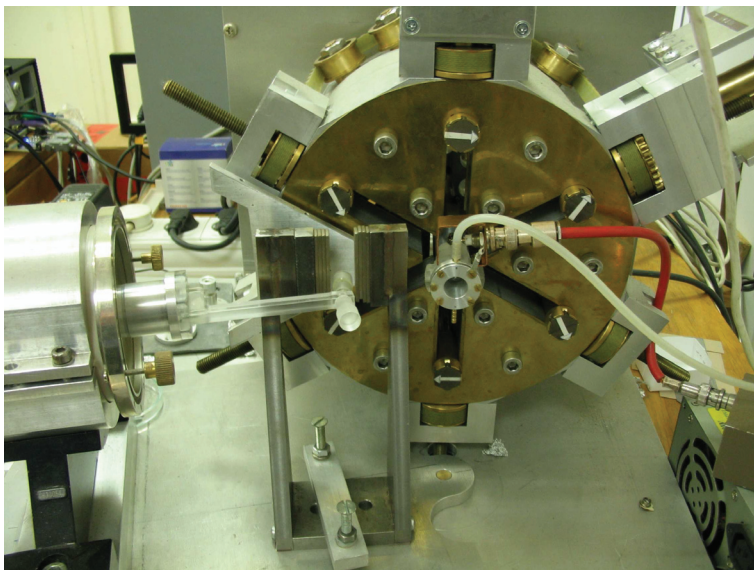


27. ábra: Az elektron-intenzitás feszültségfüggése. Az üzemi feszültségnek 1050 V lett választva. A beékelt ábrán egy 1050 V-on, 0,93 GBq erősségű ⁵⁷Co(Rh) forrással, merőleges beesés mellett felvett elektronspektrum látható [120].

Mivel a detektor saját fejlesztésünk eredménye, nekünk magunknak kellett meghatározni az optimális működési feszültségét. Ezt úgy végeztem, hogy állandó gázáram mellett, 0,93 GBq erősségű ⁵⁷Co(Rh) forrással, merőleges beesésben mértem a

beütésszámot, miközben a feszültséget 700 és 1100 V között, 20 V-os lépésekben változtattam (27. ábra). 1050 V alatt kisebb hozamot kaptam, míg 1100 V fölött már átütött a rendszer. Így a működési feszültséget 1050 V-nak választottam. A detektorzajt a külsőfeszültség optimalizálásával minimalizáltam (a 27. ábrán látható elektronspektrumon a 40. csatornára állítottuk be). Mivel a detektor térfogata elég kicsi, az gyakorlatilag érzéketlen a γ - és a röntgensugárzásra. A nemrezonáns háttér ezért a mintából és a detektor belső felületéből származó másodlagos Auger- és fotoelektronokból ered.

A bedöntött, mozdított forrás, a mágnesező és a detektor együttesen alkotja az elliptikus CEMS polarimétert (3. kép).



3. kép: Az elliptikus CEMS polariméter.

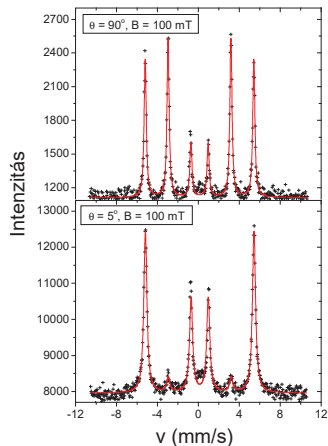
A detektoron elsőként egyvonalas $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$ forrással végeztem méréseket a már korábban is használt 20 μm -es α - ^{57}Fe fóliával. A méréseket merőleges, és kisszögű, 5° -os beesésben végeztem, a mintára a síkjában 100 mT külső teret adtam (28. ábra). Vékony minta-közelítésben az ^{57}Fe hatvonalas spektrumában az intenzitásarányok a

következők: $I_{1,6}:I_{2,5}:I_{3,4} = 3:y:1$, ahol

$$y = 4 \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad [65], \text{ és } \theta \text{ a mágnesezettség, és}$$

a γ -fotonok hullámvektora által bezárt szög. A mi esetünkben ehhez képest eltérés tapasztalható. $I_{2,5}$ lecsökken ugyan a beesési szög csökkentésével, de az $I_{1,6}:I_{3,4} = 3:1$ arány nem áll fenn, merőleges beesésben 2,8:1-et, míg 5°-os beesésben 1,7:1-et kaptam.

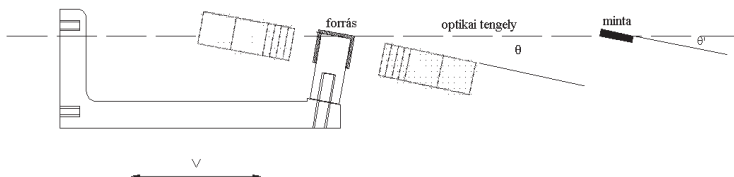
28. ábra: $^{57}\text{Co(Rh)}$ forrással, $B = 100 \text{ mT}$ külső térben, merőleges, és 5°-os beesésben, 20 μm vastag $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ fólián felvett CEMS spektrumok.



Az eltérés oka az ún. „blackness” effektus, ami

abból ered, hogy a konverziós elektronok az anyagban szóródhatnak, szekunder elektronokat kelthetnek, stb., aminek kisszögű beesésben van jelentősége a rezonáns fotonok megnövekedett úthossza miatt. Az irodalomban gyakran találkozhatunk olyan munkákkal, pl.: [123], amikor a mágnesezettség beállítását egyvonalas forrással, a beesési szög változtatása mellett felvett spektrumokból határozzák meg. A 28. ábra bizonyítja, hogy CEMS esetén, ha a beesési szög 90°-tól eltér, a „blackness” effektust is figyelembe kell venni. Ennek a megvalósítását a későbbiekben részletesen bemutatom.

A felhasadt forrással végzett elliptikus CEMS polarimetriához a fent bemutatott elliptikus polarimétert felhasadt $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrással kell használni. A módszer működőképességének a demonstrálásához a detektorba a korábban is használt 20 μm vastag $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ fóliát helyeztem. A vázlatos kísérleti elrendezés a 29. ábrán, és a 3. képen látható. A forrást egy erre a célra készült, döntött tartóra helyeztem fel. A transzmissziós méréseknél használt döntött forrástartó itt nem használható: az „L” alakú kivitelre azért van szükség, hogy a forrás fóliája az optikai tengelyben legyen, és ott síkban át lehessen mágnesezni. Előnye ennek az elrendezésnek, hogy a forrást a lineáris polarimetriában használt tartóban lehet hagyni, ezáltal könnyen cserélhető, míg a másik döntött forrástartónál ez nem lehetséges.



29. ábra: Az elliptikus CEMS polarimetria kísérlet elvi elrendezése.

A forrást egy SmCo17 permanens mágnesekből álló polarizátorban mágneseztem át, melyben a mágnesek egy „U” alakú járomra vannak felszerelve. A forrás fóliájának a síkjában 230 mT a tér. (A homogenitása jobb, mint 10^{-3} a forrás 5 mm átmérőjű aktív felületén.)

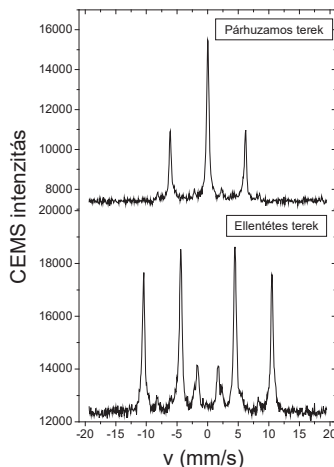
A kapott spektrumok alakja visszaadja a transzmissziós kísérletekben kapott spektrumalakokat (30. ábra).

30. ábra: Az elliptikus CEMS polarimetriai kísérletben kapott két alapspektrum. A spektrumalakok visszaadják a transzmissziós kísérletben kapottakat, azaz a módszer alkalmas a rétegmágneszettség előjelének a meghatározására.

A kiértékelésre kétféle módszert is kidolgoztunk, amelyeket a későbbiekben részletesen bemutatok.

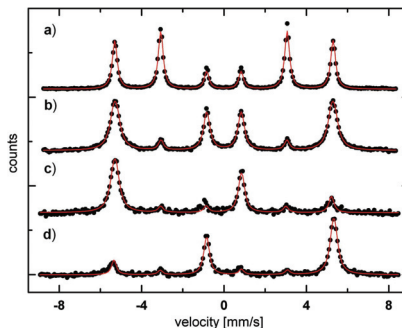
A fent bemutatott detektor kissé módosított változatát bialhistoki partnereink

szűrőtechnikával működő cirkuláris polarimetriai mérésekre is eredményesen alkalmazták [51]. Módosításként megnövelték a mintatartó rész átmérőjét, gumigyűrűk helyett szilikonszirt alkalmaztak tömítésként. Mérőgázként tiszta héliumot használtak, és 500 V-ot választottak üzemi feszültségnek. Az egyvonalas, $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ Mössbauer-forrást a korábban már bemutatott szűrőtechnikával polarizálták. Polarizátorként a $^{57}\text{Fe}_{2,85}\text{Si}_{1,15}$



ötvozetet [47] alkalmazták. Mágneses textúra-vizsgálatokat végeztek egy α - ^{57}Fe fölián. A mintát permanens mágnesekkel, síkban, 50 mT külső térrel mágneseztek át.

31. ábra: (a) α - ^{57}Fe polarizálatlan forrással felvett CEMS spektruma merőleges beesésnél, (b) α - ^{57}Fe polarizálatlan forrással felvett CEMS spektruma kisszögű beesésnél, (c) α - ^{57}Fe körkülárisan polarizált forrással felvett CEMS spektruma kisszögű beesésben, párhuzamos tereknél, (d) α - ^{57}Fe körkülárisan polarizált forrással felvett CEMS spektruma kisszögű beesésben, ellentétes tereknél [51].



A méréseket kisszögű, 2° -os beesésben végezték, polarizált, és polarizálatlan nyalábbal egyaránt. A kapott spektrumokat a 31. ábra tartalmazza. A spektrumok kiértékelésének menete részletesen megtalálható [51]-ben. A polarizálatlan forrással, külső tér nélkül felvett spektrum (31.a ábra) alakja megfelel a kisszögű beesésben, véletlenszerű mágnesezettségeloszlás mellett várt spektrumalaknak, hasonlóan a mi eredményeinkhez (28. ábra). A külső térben felvett spektrumban (31.b ábra) a mi eredményeinkhez hasonlóan (28. ábra) itt is lecsökken a 2-es és az 5-ös vonalak intenzitása. Polarizált forrással a méréseket külső térben végezték, amely közel párhuzamosan, illetve közel ellentétesen állt a hullámvektorhoz képest (31.c, és d ábra). A kapott spektrumok mutatják az erre a technikára jellemző aszimmetriát az 1-es és a 6-os, illetve a 3-as és 4-es vonalak intenzitásában. Ez az aszimmetria felcserélődik a külső mágneses tér előjelének a megváltoztatásával. A mérésekből sikeresen meghatározták a minta mágneses textúráját [51].

V.1.5. Szinkrotronos elliptikus Mössbauer-polarimetria

A szinkrotronsugárzás általában lineárisan polarizált. Mint ahogy azt már a korábbiakban, a labortechnika esetére megmutattam, lineáris polarizációval csak a mágneses hiperfinom tér beállása határozható meg. Az előjel meghatározásához körkülárisan (elliptikusan) polarizált nyalábra van szükség, amelyet úgy állítunk elő, hogy egy mágnesezett, rezonáns szűrőt illesztünk a nyaláb útjába. Ekkor a longitudinális Zeemann-felhasadás miatt a ferromágneses szűrőnek négy, körkülárisan polarizált

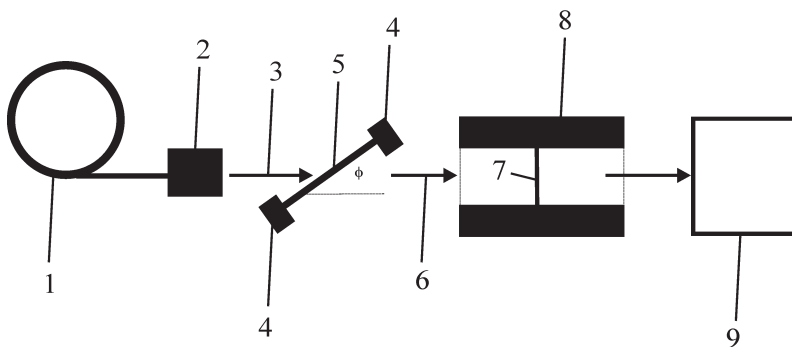
Mössbauer-vonala lesz. Az egyes vonalak polarizációja a tér előjelének a megváltoztatására ugyancsak előjelet vált, ami a spektrumalakban szignifikáns változást okoz.

A módszer elvi alapjait a laborpolarimetria esetében már ismertettem. Nukleáris rezonanciaszórás kísérletben is hasonló a helyzet. Itt azonban valamennyi hiperfinom átmenet az összes rezonáns magban egyszerre gerjesztődik. Emiatt a mért jel valamennyi átmenet kvantum-lebegését tartalmazza. Az összes elérhető nukleáris rezonanciaszórás-nyaláb lineárisan polarizált, azaz két jobbra- és balra cirkulárisan polarizált nyaláb 1:1 arányú szuperpozíciója. Következésképpen a $\Delta m = -1$, és a $\Delta m = +1$ átmeneteket egyformán gerjeszti. Kvantumlebegés csak megegyező polarizációjú átmenetek között jön létre, és egy adott lebegési frekvenciát eredményez [124], függetlenül attól, hogy a hiperfinom tér párhuzamos, vagy ellentétes a hullámvektorral.

Ahhoz, hogy a módszer érzékeny legyen a hiperfinom tér előjelére, be kell rakni a nyaláb útjába egy második, hasonló, azaz mágnesezett, rezonáns mintát. Legyen a hiperfinom tér az A és B mintában \mathbf{H}_{hf}^A és \mathbf{H}_{hf}^B , mindkettő párhuzamos (vagy mindkettő ellentétes) a \mathbf{k} hullámvektorral. Mivel energiadoménban mindkét minta Mössbauer-spektruma egyforma, vékonyminta-közelítésben a közös spektrumuk is megegyezik ezekkel a spektrumokkal. Ugyanez történik a szinkrotronos kísérletekben is, az i -edik átmenethez tartozó foton szórás amplitúdója megegyezik az A és B mintában. Ha az egyik, pl. a B mintában megváltoztatjuk a tér előjelét; akkor az A mintában az 1-es, 3-as, 4-es és 6-os átmenethez tartozó helicitás: -1 , $+1$, -1 és $+1$, míg a B mintában $+1$, -1 , $+1$ és -1 . Vékonyminta-közelítésben a hagyományos transzmissziós kísérletben így is ugyanazt az eredményt kapjuk, mint párhuzamos \mathbf{H}_{hf}^A és \mathbf{H}_{hf}^B esetén (minimális eltérés mindazonáltal van: ellentétes tereknél ugyanis a vonalszélességek valamivel kisebbek lesznek). A szinkrotronos kísérletben kapott kvantumlebegések azonban teljesen különböznek. A kvantumlebegés az A és B minta 1-es, 3-as, 4-es és 6-os átmenetei között jön létre. Az eredmény egy karakterisztikus lebegés a négy frekvencia $[E_3 - E_1]/h$, $[E_4 - E_1]/h$, $[E_6 - E_1]/h$ és $[E_4 - E_3]/h$ ($E_1 - E_4$ az 1-es, 3-as, 4-es és 6-os átmenetek energiái) között; azaz egyenértékű azzal, ha a \mathbf{H}_{hf} merőleges \mathbf{k} -ra, és párhuzamos a szinkrotronsugárzás polarizációjával [124].

Mindenek előtt a megfelelő rezonáns szűrőt kell megtalálni, amely cirkulárisá alakítja a szinkrotronsugárzás lineáris polarizációját, és utána téve egy hasonló mintát, az effektus demonstrálható [125].

Először szűrőként egy 20 μm vastag, hengerelt ^{57}Fe fóliát használtunk. A szűrőt permanens mágnesekkel mágnesztük át ($B_1 = 15 \text{ mT}$), a hullámvektorhoz képest $\phi = 45^\circ$ -kal bedöntve. Mintaként $^{57}\text{Fe}_{2,85}\text{Si}_{1,15}$ ferromágneses port [47] alkalmaztunk. A mintát egy állandó mágnesekből készült mágnesezővel [126], az optikai tengellyel párhuzamosan telítettük ($B_2 = 1 \text{ T}$) (32. ábra).



32. ábra: Az előreszórási kísérlet vázlatos elrendezése: (1) szinkrotronforrás, (2) nagyfelbontású monokromátor, (3) polarizálatlan nyaláb, (4) permanens mágnesek, (5) 20 μm hengerelt ^{57}Fe fólia, (6) polarizált nyaláb, (7) $^{57}\text{Fe}_{2,85}\text{Si}_{1,15}$ ferromágneses por, (8) axiális eredő terű permanens mágnesrendszer, (9) lavina-fotodióda (APD)

A méréseket a hamburgi DESY HASYLAB BW4-es nyalábjánál végeztük. A kapott spektrumok nem mutatnak jelentős eltérést a párhuzamos, ill. az ellentétes hf terekkel felvett esetek között (33. ábra). A $^{57}\text{Fe}_{2,85}\text{Si}_{1,15}$ Mössbauer-vonalai nem fednek át a vas hat vonalával [47], ami energiadomén-kísérletben megmagyarázza, miért nincs effektus. Szinkrotron-Mössbauer-spektroszkópia, azaz idődomén kísérlet esetén az információ a kvantumlebegési spektrumban van. Ez úgy jön létre, hogy koherensen gerjesztjük az összes átmenetet a szűrőben, és a mintában egyaránt. A lebegés valamennyi azonos polarizációjú vonal között kialakul, függetlenül attól, hogy az a szűrőhöz, vagy a mintához tartozik-e. Ha a két vonal túlságosan közel van egymáshoz, a lebegés megfelelő

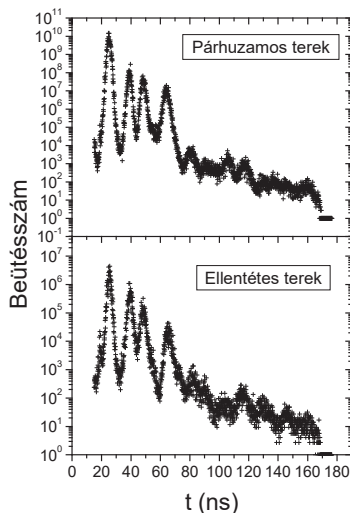
komponense olyan alacsony frekvenciájú lesz, hogy a spektrumban gyakorlatilag megfigyelhetetlenné válik.

33. ábra: A 20 μm , 45° -ban bedöntött ^{57}Fe polarizátor fólia, és a $^{57}\text{Fe}_{2,85}\text{Si}_{1,15}$ ferromágneses por 32. ábrán bemutatott módon végzett mágnesezés mellett felvett kvantumlebegési görbéi. A görbealak nem változik észrevehetően a tér irányának a megfordításával.

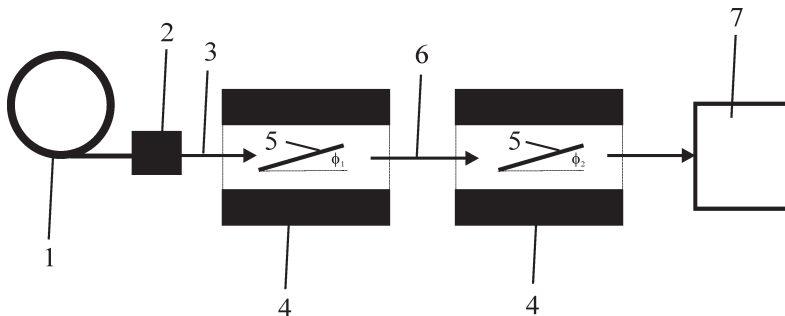
A szinkrotronos esetben tehát az előjelre vonatkozó információ éppen a távoli vonalak közötti lebegésben van, míg az inkoherens szóráson alapuló labor- (energiadomén-) esetben valóban az egybeeső vonalak tartalmazzák azt. Olyan lebegési komponens azonban (mert csak ilyenben van az előjel-információ), amelyhez tartozó egyik

vonala a szűrőben, a másik a mintában van, csak akkor alakul ki, ha ugyanaz a foton rezonánsan szóródott mind a szűrőben, mind a mintában. Az effektus hiányának magyarázata a $^{57}\text{Fe}_{2,85}\text{Si}_{1,15}$ por granuláris voltában keresendő. Ugyanis, ha a minta granuláris, sok olyan foton lesz, amely csak a szűrőben (vagy ha az is granuláris, akkor még abban sem) szóródott, és elnyomja a kétszer szóródott fotonok hatását a lebegési spektrumban.

Ezután szűrőként és mintaként egy-egy 1 μm vastag, hengerelt ^{57}Fe fóliát használtunk, a korábban már bemutatott Fraunfelder-féle döntött elrendezésben [52, 58]. Mind a szűrő, mind a minta egy-egy szolenoidban lett átmágnesezve ($\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_2 = 15 \text{ mT} \parallel \mathbf{k}$), \mathbf{k} -hoz képest bedöntve: $\phi_1 = 10^\circ$, $\phi_2 = 10^\circ$, ill. 190° párhuzamos, ill. ellentétes terek esetén (34. ábra). A kísérleteket ezúttal is a HASYLAB BW4-es nyalábjánál végeztük. Az eredményt a 35. ábrán tüntettem fel. A mintákra adott párhuzamos, illetve ellentétes



előjelű terek mellett kapott görbék mostmár szembeötlően különböznek egymástól, de az eltérés még mindig jelentősen elmarad az elméleti várakozástól.

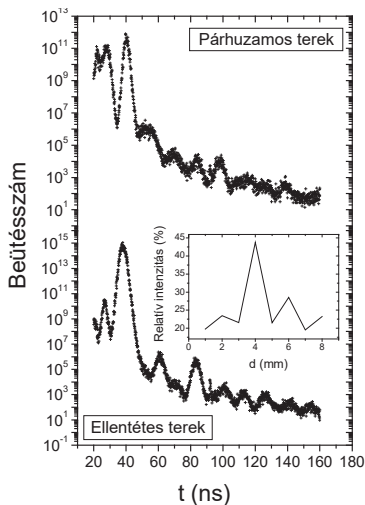


34. ábra: Az előreszórási kísérlet vázlatos elrendezése: (1) szinkrotronforrás, (2) nagyfelbontású monokromátor, (3) polarizálatlan nyaláb, (4) szolenoidok, (5) 1 μm hengerelt ^{57}Fe fólia, vagy 200 nm ^{57}Fe fólia csillám hordozón, (6) polarizált nyaláb, (7) lavina-fotodióda (APD)

Ennek oka továbbra is a szűrő és a minta vastagság-inhomogenitásában keresendő. A ^{57}Fe fóliák hengerléssel készültek, ez a technika pedig nem egyenletes vastagságú mintákat állít elő, azaz generálja a vastagság-inhomogenitást. Az inhomogenitás szemmel látható volt, még folytonossági hibák is voltak a fóliákban.

35. ábra: Két 1 μm vastag 10° -ban bedöntött, szolenoidokban mágnesezett, ^{57}Fe fólia kvantumlebegési görbéi. A görbealak gyengén változik a tér irányának megfordítása hatására. A beekelt ábra az átmenő intenzitás változását mutatja a hengerelt fólia egy 7 mm-es szakaszán.

Maga az 1 μm -es vastagság is tömegméréssel, majd az eredmény a fóliadarabok területével történt

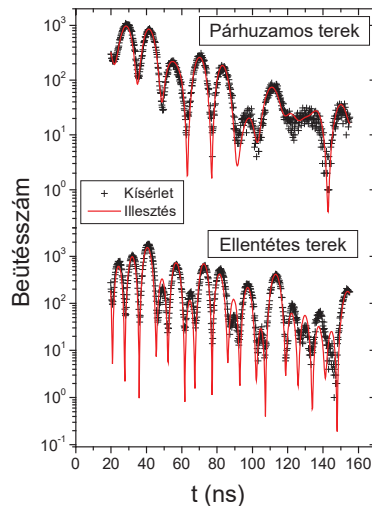


elosztásával lett megállapítva, tehát ez csak egy átlagos vastagságnak tekinthető. Az inhomogenitás kvalitatív megállapításához γ -transzmissziós kísérletet végeztem. A mintaként használt ^{57}Fe fólián egy 1 mm^2 -es felületen mértem a γ sugárzás transzmisszióját. A mintát a nyaláb mögött 1 mm -es lépésekkel mozgattam, minden pontban ugyanannyi ideig mértem. A minta egy 7 mm -es szakaszát végigpásztázva kaptam a 35. ábrába beékelte eredményt. Az intenzitás széles skálán változik, a szélsőértékek közti arány több mint egy 2-es tényező, ami igen nagymértékű vastagság-inhomogenitásra utal. Ez az inhomogenitás annyira erős, hogy szinte elnyomja magát az effektust, ezért olyan gyenge a spektrumalakban megfigyelhető változás.

Végül az előző, Frauenfelder-féle elrendezésben az $1\text{ }\mu\text{m}$ -es hengerelt ^{57}Fe fóliákat kicseréltük egy-egy, névlegesen 200 nm vastag, MBE technikával [127] csillámra párologtatott ^{57}Fe filmre. A növesztést a Leuveni Katolikus Egyetem MBE berendezésén [128] végezték. Az oxidáció kiküszöbölése céljából a filmet 1 nm ezüsttel fedték be. A csillám hordozóra annak a $14,4\text{ keV}$ energiájú γ -fotonokra vonatkozó nagy áteresztőképessége miatt volt szükség.

36. ábra: Két, névlegesen 200 nm vastag, csillámra párologtatott, 10° -ban bedöntött, szolenoidokban mágnesezett ^{57}Fe film kvantumlebegési görbéi. A tér irányának megváltoztatásával a görbealak is megváltozik.

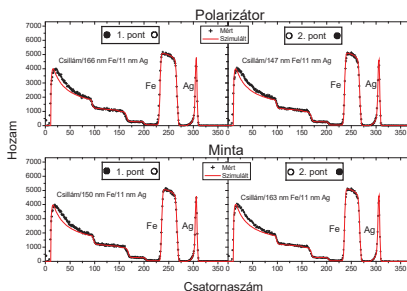
Az így készült filmet $10\times 20\text{ mm}^2$ -es darabokra vágtuk, és a korábban már használt szolenoidokban mágnesztük ($\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_2 = 15\text{ mT} \parallel \mathbf{k}$), \mathbf{k} -hoz képest bedöntve: $\phi_1 = 10^\circ$, $\phi_2 = 10^\circ$, ill. 190° párhuzamos, ill. ellentétes terek esetén (34. ábra). A kísérleteket az ESRF ID18-as nyalábjánál [129] végeztük. A kapott spektrumokat a 36. ábrán tüntettem fel. A mágneses tér előjelének



a megváltoztatása után a várt spektrumalak-változás megfigyelhető. A spektrumok kiértékelését az EFFINO programmal [118] végeztük, transzmissziós integrált használva, és mind a szűrőt, mind a mintát 100 %-ban polarizáltak tételeztük fel. A kiértékelés során a döntési szögeket lerögzítettük ($\phi_1 = 10^\circ$, $\phi_2 = 10^\circ$ párhuzamos, $\phi_2 = 190^\circ$ ellentétes tereknél), és a ^{57}Fe réteg effektív vastagságát illesztettük. A spektrumokat sikerült illeszteni, az effektív vastagságokra 11,1, és 12,1 értékeket kaptunk, amiből visszaszámolva a valós vastagságokat, 129 nm és 142 nm adódott. Ez az érték jelentősen eltér a ^{57}Fe fólia névleges vastagságától, ezért szükség volt a valós vastagságának a meghatározására.

A vastagságmérés Rutherford-visszaszórási kísérlettel (RBS) történt. Mind a szűrőn, mind a mintán elvégeztük az RBS mérést, a KFKI RMKI-ban található 5 MV-os, EG-2R Van de Graaff-gyorsítóval [130], 2030 keV-es He^+ ionokkal. A mérések során a gyorsító alapnyomása $1,7 \times 10^{-6}$ mbar, a nyalábméret $1 \times 0,3$ mm volt. A spektrumokat egy ORTEC Bu-012-050-100 típusú detektorral gyűjtöttük, amelynek a működési feszültsége +35 V, és a detektor-minta távolság 97 mm volt.

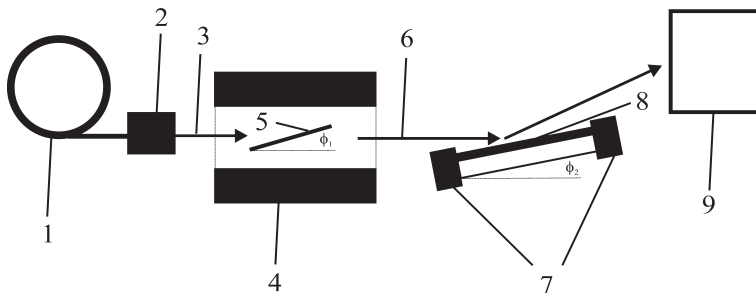
37. ábra: A két, névlegesen 200 nm vastag, csillámra párologtatott ^{57}Fe filmen végzett RBS mérések eredményei. A valós szerkezet vastagság-inhomogenitást mutat a ^{57}Fe -re vonatkozólag, ami be van fedve 11 nm ezüsttel. Az Ag csúcs alacsony lába a Fe és az Ag keveredésére utal [131].



A minták 0° -os, és 45° -os bedöntésnél lettek megmérve, a detektor 165° -os szórási szögére volt állítva. Az RBS spektrumok az RBX programmal [132] lettek kiértékelve, ugyanazt a rétegszerkezetet használva minden esetben. Mindkét darab két pontban lett megmérve, és laterális inhomogenitás volt tapasztalható. A szűrőn a vastagság 147 nm és 166 nm között, míg a mintán 150 nm és 163 nm között változott. Mindkét darabon a ^{57}Fe réteg ezüsttel lett befedve, aminek a vastagsága 11 nm-nek adódott (37. ábra). Az ezüst csúcson a kisenergiás „láb” arra utal, hogy a vas és az ezüst valamelyest keveredett [131]. Az RBS-sel kapott vastagságértékek már közelítőleg megegyeznek az előreszórási

spektrumok kiértékelésekor kapott vastagságadatokkal. A mágneses tér előjelének megváltoztatásakor várt spektrumalak-változás lezajlik, a párhuzamos, illetve az ellentétes előjelekhez tartozó spektrumok egyértelműen, önállóan is beazonosíthatók. Az effektus tehát működik, és a csillámra párologtatott ^{57}Fe film formájában az ideális szűrőt is megtaláltuk.

A módszer gyakorlati alkalmazhatóságához arra van szükség, hogy a mágneses vékonyrétegekben is meg tudjuk vele határozni a rétegmágnesezettség irányát. Ez a fent bemutatott előreszórás-kísérletben nem valósítható meg, mivel az ilyen vékonyrétegek a vastag hordozó miatt nem világíthatók át.

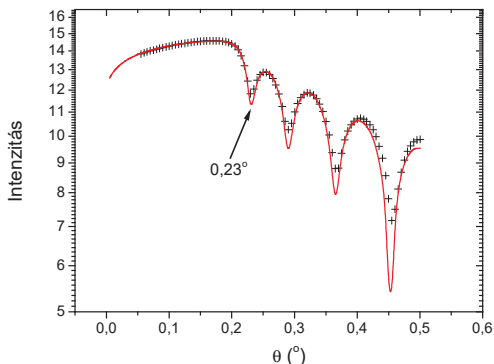


38. ábra: A sűrű beeséses kísérlet vázlatos elrendezése: (1) szinkrotronforrás, (2) nagyfelbontású monokromátor, (3) polarizálatlan nyaláb, (4) szolenoidok, (5) 200 nm ^{57}Fe fólia csillám hordozón, (6) polarizált nyaláb, (7) permanens mágnesek (8) vékonyréteg-minta (9) lavina-fotodiód (APD)

Ehelyett a vékonyrétegmintát sűrű beesésben, a második szolenoid helyett tesszük a nyaláb útjába, melyre az sűrű beesésben esik. A mintát az optikai tengellyel párhuzamosan mágnesezzük. Az elrendezés vázlatos rajza a 38. ábrán látható. A szűrőn, vagy a mintán a tér megváltoztatásával most is szignifikáns változást várunk a spektrumalakban. A méréseket Grenoble-ban, az ESRF ID18-as nukleáris rezonanciaszórás nyalábjánál [129] végeztük. Mintaként a $\text{MgO}(100)/^{57}\text{Fe}(20\text{ nm})/\text{Fe}(4\text{ nm})/\text{Si}(8\text{ nm})$ hármásréteget használtuk. A természetes vas rétegre azért volt szükség, hogyha a Si fedőréteg ellenére is történne oxidáció, akkor az ebben a rétegben történjen, amire a módszerünk nem érzékeny, így az nem befolyásolja az eredményt. A mintát permanens mágnesekkel, 75 mT térrel mágneseztük át. A minta a mágnesekkel egy háromtengelyű goniométerre volt felszerelve. Ennek segítségével először egy

röntgenreflektogrammot (θ - 2θ scan) vettünk fel a $0\text{--}0,5^\circ$ szögterományban. A kapott spektrum kiértékelésével jól visszakaptuk a mintaszerkezetet (39. ábra).

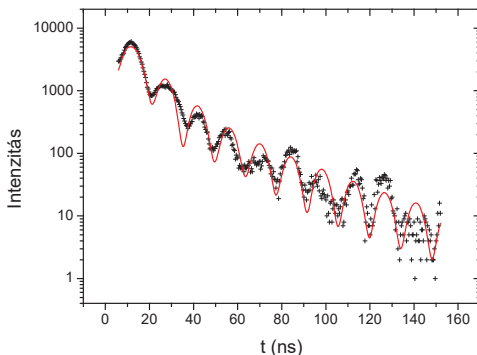
39. ábra: A $\text{MgO}(100)/^{57}\text{Fe}(20\text{ nm})/\text{Fe}(4\text{ nm})/\text{Si}(8\text{ nm})$ hármasréteg röntgenreflektogramja. A kiértékelés a Fe-re $23,9\text{ nm}$, míg a Si-ra $7,7\text{ nm}$ vastagságot adott (a mérés nem rezonáns fotonokkal lett végrehajtva, így nem érzékeli a ^{57}Fe réteget önállóként). A súroló beesési kísérletekhez az elektronikus szórás első minimumát ($0,23^\circ$) választottuk.



Mivel a későbbi, szűrővel, idődoménben végzett kísérletben a legtöbb kislejtett foton a szűrőből érkezik, majd reflektálódik a mintán, a súroló beesési kísérletekhez az elektronikus szórás első minimumát, $0,23^\circ$ -ot (39. ábra) választottuk Bragg-szögnek.

Ebben a beállításban, először a szűrő nélkül vettük fel a minta időspektrumát (40. ábra).

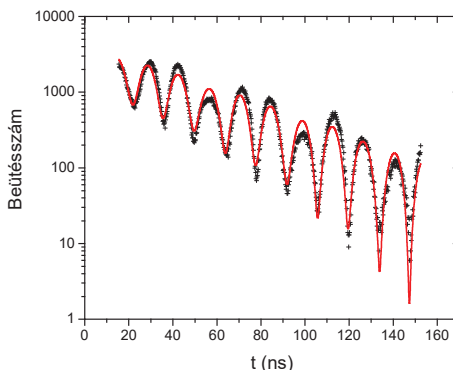
40. ábra: A $\text{MgO}(100)/^{57}\text{Fe}(20\text{ nm})/\text{Fe}(4\text{ nm})/\text{Si}(8\text{ nm})$ mintán, polarizálatlan sugárzással felvett időspektrum. A kiértékelésnél a hordozó párnasságát a Bragg-szög eloszlásának megfelelő inkoherens összegzéssel vettem figyelembe.



A minta egy 0,5 mm vastag MgO hordozóra lett növesztve. Az ilyen hordozókkal későbbi reflektometriai kísérletekben az volt a tapasztalatunk, hogy a felületük nem elég sík, hanem nagyon párnás. Emiatt az ilyen hordozóra növesztett minták reflektometriára csak korlátozottan alkalmasak. Ezt az időközben felfedezett problémát figyelembe kellett venni a kiértékeléskor. A párnás felszínen a Bragg-szögnek eloszlása van, mivel a beesési szög helyfüggő. Ezt figyelembe veendő, leszimuláltam 0,1°-onként, $\pm 0,5^\circ$ távolságra (azaz 0,18° és 0,28° között) valamennyi spektrumot. Ezek inkohereus összegét véve viszonylag jól tudtam illeszteni a mért spektrumalakot (40. ábra).

A szűrő időspektrumát előreszórásban már a transzmissziós méréseknél felvettük (41. ábra).

41. ábra: A csillámra párologtatott ^{57}Fe szűrő transzmisszióban mért időspektruma. A szűrő vastagsága 147 nm (ld. transzmissziós rész).



Maga a szűrő és a szolenoid, amelyben mágneseztük, mindvégig a helyén, egy független goniométeren volt, csak a

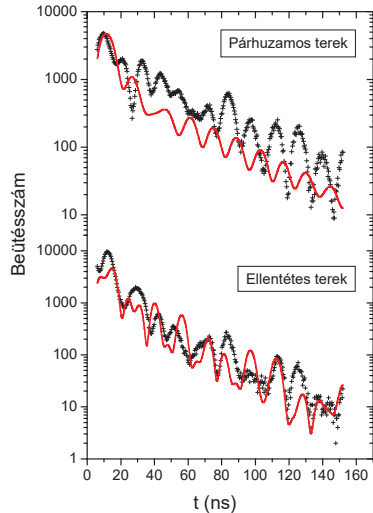
polarizálatlan méréseknél kivettük a nyaláb útjából. A szűrő valós vastagsága, mint ahogy azt már az előreszórásos eredményeknél ismertettem, 147 nm.

Ezután a szűrőt visszaraktuk a nyaláb útjába. Ekkor elliptikusan polarizált a mintára beeső nyaláb. Ebben az elrendezésben időspektrumokat vettünk fel a szűrőre és a mintára adott párhuzamos, illetve ellentétes külső terek mellett (42. ábra). A kétféle térállásban felvett spektrumalakokban szignifikáns különbség van, tehát az effektus ebben az elrendezésben is működik. A kiértékelésnél olyan modellre van szükség, amely egyaránt tartalmaz előreszórást, és súroló beesést is. Ez nem triviális, ehhez az EFFINO program [118] egy módosított verzióját használtuk. A kiértékelésnél most is a fent bemutatott

módon figyelembe vettük a minta görbületét, inkohereus összeget használtunk. A kapott eredményeket mutatja a 42. ábra.

42. ábra: A $\text{MgO}(100)/^{57}\text{Fe}(20 \text{ nm})/\text{Fe}(4 \text{ nm})/\text{Si}(8 \text{ nm})$ mintán, polarizálatlan sugárzással, kétféle térbeállásnál, súroló beesésben felvett időspektrum ok. Az elméleti görbék rosszul illeszkednek a kísérletiekre, ennek az oka további vizsgálatokat igényel.

Az elméleti spektrumok nagyon rosszul illeszkednek a kísérletiekre. Ennek egyik oka az lehet, hogy a kiértékelőprogram tartalmaz hibát. Ezt többszörösen is ellenőriztük, akárcsak az alkalmazott modellt. A problémát egyelőre nem sikerült megoldanunk, nem értjük az eltérés okát. A megoldás további vizsgálatokat igényel; addig a kifejlesztett kísérleti módszer alapján csak kvalitatív kijelentéseket tudunk tenni.



V.2. A mágnesesezettség irányának meghatározása a négy alspektrum lineáris kombinációjából

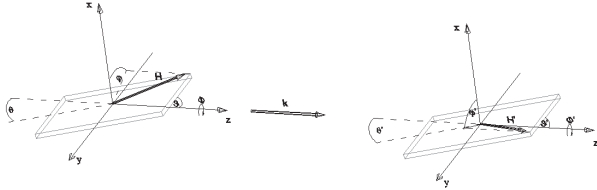
Általános esetben a felhasadt forrás – felhasadt abszorbens kísérletben a \mathbf{B} , illetve \mathbf{B}' külső, valamint a \mathbf{H} , illetve \mathbf{H}' hiperfinom terek tetszőleges irányba mutathatnak (43. ábra).

Általánosan a szórási amplitúdó polarizációfüggő része az M1 átmenetre [133] (5), és a III.1.3. fejezet (5) és (7) formulája alapján az alábbi alakba írható:

$$\chi_{\mu\mu'} \sim \epsilon_{\mu'}^* \cdot \mathbf{Y}_{1M}^{(0)}(\mathbf{k}_0) [\mathbf{Y}_{1M}^{(0)}(\mathbf{k}_0)]^\dagger \cdot \epsilon_{\mu},$$

ahol $\chi_{\mu\mu'}$ a szuszceptibilitás-tenzor, ϵ_{μ} , $\epsilon_{\mu'}$ a polarizáció vektorok, \mathbf{k}_0 a fotonok hullámvektora, $\mathbf{Y}_{LM}^{(\lambda)}(\mathbf{k}_0)$, a vektor gömbharmonikus, amely leírja a \mathbf{k}_0 irányába, az

elektromos ($\lambda = 1$), vagy mágneses ($\lambda = 0$) 2^L multipólus-oszcillátor $M = 0, \pm 1$ átmenetei által kibocsátott sugárzás polarizációját.



43. ábra: Az elliptikus polarimetria kísérlet elrendezése [58]. A forrás és az abszorbers $\theta = \theta' = 10^\circ$ polár-, és $\Phi = \Phi' = 0^\circ$ azimutszöggel van bedöntve a fotonok k hullámvektorához képest. A \mathbf{B} és \mathbf{B}' külső mágneses tér az optikai tengellyel párhuzamos (a közös z és z' tengelyei a koordináta-rendszereknek). A ϑ , ϑ' φ , and φ' polár és azimut szögek megadják a hiperfinom tér hullámvektorhoz képesti irányát.

Rose [134] levezetése alapján ^{57}Fe esetére a szórás amplitúdó polarizációfüggő része a $\Delta M = 0, \pm 1$ átmenetekre mátrixalakba írható:

$$M_{\pm 1} = \begin{pmatrix} \frac{3}{8\pi} \left(\frac{1 \pm \cos \vartheta \right)^2}{2} & -\frac{3}{8\pi} e^{2i\varphi} \left(\frac{1 - \cos^2 \vartheta \right)}{4} \\ -\frac{3}{8\pi} e^{-2i\varphi} \left(\frac{1 - \cos^2 \vartheta \right)}{4} & \frac{3}{8\pi} \left(\frac{1 \mp \cos \vartheta \right)^2}{2} \end{pmatrix} \quad M_0 = \begin{pmatrix} \frac{3}{16\pi} \sin^2 \vartheta & \frac{3}{16\pi} e^{2i\varphi} \sin^2 \vartheta \\ \frac{3}{16\pi} e^{-2i\varphi} \sin^2 \vartheta & \frac{3}{16\pi} \sin^2 \vartheta \end{pmatrix}$$

Itt ϑ és φ a hiperfinom térhez tartozó polár- és azimutszögek (43. ábra). Az abszorbers spektruma hasonló mátrixokkal, ϑ' és φ' polár-, ill. azimutszögekkel írható le. [74] (5) egyenlete alapján a mátrixok nyoma adja meg a vonalintenzitásokat.

Az átfedő pozíciók: $-4a - b$; $-3a - b$; $-2a - b$; $-2a$; $-a - b$; $-a$; $-b$; 0 ; b ; a ; $a + b$; $2a$; $2a + b$; $3a + b$; $4a + b$, ahol $a = 2,2361 \text{ mm/s}$, $b = 1,6756 \text{ mm/s}$, a ^{57}Fe Mössbauer-spektrumának szobahőmérsékleten mért vonaltávolságai. A fenti pozíciókban a vonalintenzitások négy független intenzitással írhatók le: $9I_3$; $3I_2$; I_1 ; $6I_3$; I_2 ; $4I_2$; I_3 ; I_4 ; I_3 ; $4I_2$; I_2 ; $6I_3$; I_1 ; $3I_2$; $9I_3$; ahol I_1, I_2, I_3, I_4 az alábbi formában adható meg:

$$\begin{aligned} I_1 &= 3A + 12B + 22C; \quad I_2 = 4D - 8C; \\ I_3 &= \frac{1}{2}A - 2B + C; \quad I_4 = 10A + 40B + 52C, \end{aligned} \quad (14)$$

ahol

$$A = 2(\cos^2 \vartheta + \cos^2 \vartheta'); \quad B = \cos \vartheta \cos \vartheta'; \quad C = (1 - \cos^2 \vartheta)(1 - \cos^2 \vartheta') \cos^2(\varphi - \varphi')$$

$$D = 2 + \cos^2 \vartheta + \cos^2 \vartheta'.$$

| Pozíció | $-4a-b$ | $-3a-b$ | $-2a-b$ | $-2a$ | $-a-b$ | $-a$ | $-b$ | 0 |
|--------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|-----------------|------------------|-----------------|------------------|
| $I_{ }$ | $\frac{9}{128}$ | 0 | $\frac{22}{128}$ | $\frac{6}{128}$ | 0 | 0 | $\frac{1}{128}$ | $\frac{52}{128}$ |
| I_{\perp} | 0 | $\frac{24}{128}$ | 0 | 0 | $\frac{8}{128}$ | $\frac{32}{128}$ | 0 | 0 |
| $I_{\uparrow\uparrow}$ | 0 | 0 | $\frac{24}{128}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | $\frac{80}{128}$ |
| $I_{\uparrow\downarrow}$ | $\frac{36}{128}$ | 0 | 0 | $\frac{24}{128}$ | 0 | 0 | $\frac{4}{128}$ | 0 |

3. táblázat: A $I_{||}$, I_{\perp} , $I_{\uparrow\uparrow}$ és $I_{\uparrow\downarrow}$ alapspektrumok intenzitása az átfedő pozíciókban [58].

A polár és az azimut szögek meghatározása a fenti intenzitásokkal (I_1 , I_2 , I_3 , I_4) elég nehézkes. Ezért mi egy alternatív intenzitáskészletet (azaz „alapspektrumokat”) választottunk, amelyek könnyedén megkaphatók a kísérletekből. Az általános Mössbauer-polarimetriai kísérlet értelmezhető a lineárisan polarizált párhuzamos ($\vartheta = \vartheta' = 90^\circ$, $\varphi = \varphi' = 0^\circ$, $I_{||}$), merőleges ($\vartheta = \vartheta' = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $\varphi' = 90^\circ$, I_{\perp}) [116], a cirkulárisan polarizált párhuzamos ($\vartheta = \vartheta' = 0^\circ$, $\varphi = \varphi' = 0^\circ$, $I_{\uparrow\uparrow}$) és ellentétes ($\vartheta = 0^\circ$, $\vartheta' = 180^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $\varphi' = 0^\circ$, $I_{\uparrow\downarrow}$) [56] lineáris kombinációjaként. A 3. táblázatban összesítettem a fenti polár- és azimutszögek (14)-be helyettesítésével számított vonalintenzitásokat. Ahogy az (I_1 , I_2 , I_3 , I_4) rendszer, az ($I_{||}$, I_{\perp} , $I_{\uparrow\uparrow}$, $I_{\uparrow\downarrow}$) alapspektrumkészlet is teljes rendszer, a kettő egymásba átttranszformálható

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 22 & 0 & 24 & 0 \\ 0 & 8 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 52 & 0 & 80 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{||} \\ I_{\perp} \\ I_{\uparrow\uparrow} \\ I_{\uparrow\downarrow} \end{pmatrix} \quad (15)$$

(14)-et (15)-be behelyettesítve,

$$I_{\parallel} = 4C; \quad I_{\perp} = 2D - 4C; \quad I_{\uparrow\uparrow} = \frac{1}{2}A + 2B; \quad I_{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{2}A - 2B.$$

Ezekből az egyenletekből némi trigonometrikus számolás után a forráshoz és az abszorbenshez tartozó polár- és azimut szögek meghatározhatók:

$$\cos^2 \delta\varphi = \cos^2(\varphi - \varphi') = \frac{I_{\parallel}(I_{\parallel} + I_{\perp} + I_{\uparrow\uparrow} + I_{\uparrow\downarrow})}{(I_{\parallel} + I_{\perp})^2 - 4I_{\uparrow\uparrow}I_{\uparrow\downarrow}} \quad (16)$$

$$\cos^2 \vartheta = \frac{(\sqrt{I_{\uparrow\uparrow}} - \sqrt{I_{\uparrow\downarrow}})^2}{I_{\parallel} + I_{\perp} + I_{\uparrow\uparrow} + I_{\uparrow\downarrow}} \quad \cos^2 \vartheta' = \frac{(\sqrt{I_{\uparrow\uparrow}} + \sqrt{I_{\uparrow\downarrow}})^2}{I_{\parallel} + I_{\perp} + I_{\uparrow\uparrow} + I_{\uparrow\downarrow}}. \quad (17)$$

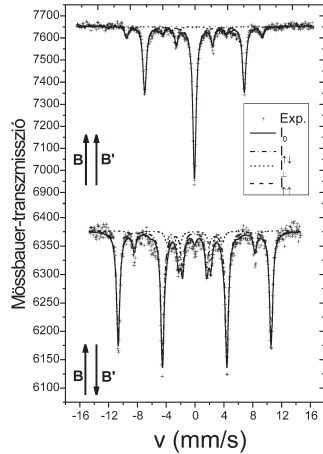
A $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe}) - \alpha\text{-Fe}$ transzmissziós kísérletekben (16) és (17) használható. Ahogy a 3. táblázat mutatja, I_{\parallel} három fő vonala egybeesik $I_{\uparrow\uparrow}$ -sal, ami a kiértékelés során e két intenzitás nagy statisztikai korrelációjához vezet.

44. ábra: A $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe}) - \alpha\text{-Fe}$ transzmissziós Mössbauer-kísérlet eredményei. A kiértékelés során a fentiekben tárgyalt módszert alkalmaztuk úgy, hogy az ellentétesen cirkuláris komponens értékét 0-ra rögzítettük, valamint a forrás- és az abszorbens polárszögét egyenlőnek vettük ($\vartheta = \vartheta'$). Az ábrázolt illesztések eredményei: $\vartheta = 29,51^\circ \pm 0,72^\circ$ ha **B** párhuzamos **B'**-vel, és $\vartheta = 36,82^\circ \pm 1,13^\circ$, ha **B** ellentétes **B'**-vel. $\delta\varphi$ értékének gyakorlatilag nincs hatása az illesztésből kapott χ^2 -re [58].

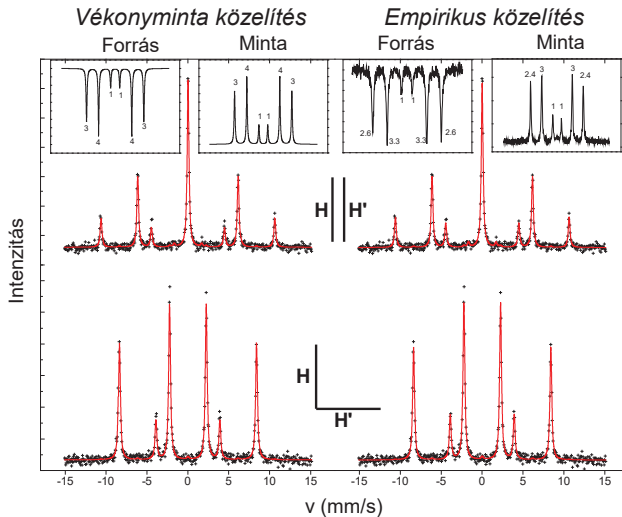
Ennek kiküszöbölésére I_{\parallel} -helyett a jól meghatározó teljes intenzitást ($I_0 = I_{\parallel} + I_{\perp} + I_{\uparrow\uparrow} + I_{\uparrow\downarrow}$) illesztettük, és I_{\parallel} -t az

$I_{\parallel} = I_0 - (I_{\perp} + I_{\uparrow\uparrow} + I_{\uparrow\downarrow})$ alakban helyettesítettük a (16) és (17) egyenletbe.

A módszert először a 21. ábrán bemutatott transzmissziós spektrumok kiértékelésére alkalmaztam (44. ábra). Az alkalmazott kísérleti geometriának megfelelően $\vartheta = \vartheta'$ és



$\vartheta = \vartheta' + 180^\circ$ a **B** párhuzamos **B'** és **B** ellentétes **B'** esetekre, itt a $I_{\uparrow\downarrow} = 0$ és $I_{\uparrow\uparrow} = 0$ megkötések alkalmaztam a kiértékelés során. $\delta\varphi$ és ϑ (16) és (17) felhasználásával lett meghatározva. A párhuzamos spektrumból $\vartheta = 29,51^\circ \pm 0,72^\circ$, az ellentétes spektrumból $\vartheta = 36,82^\circ \pm 1,13^\circ$ értékeket kaptam a polárszögre. Ezek az értékek sokkal nagyobbak, mint a kísérletileg beállított 10° .



45. ábra: 20 μm $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ fólia $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrással felvett, kétféle módon kiértékelt lineárisan polarizált spektrumai. Az ábra baloldali részén a spektrumok vékonyminta-közelítéssel történt kiértékelése látható, a beszürt ábrákban az illesztéshez a forrás és a minta esetére használt szimulált spektrumok vannak feltüntetve. Az ábra jobboldali felében az empirikus kiértékelés eredménye látható, a beszürt spektrumok pedig az illesztéshez a forrás és a minta esetére használt kísérleti spektrumokat mutatják. A kétféle kiértékelés eredménye között a különbség hibahatáron belüli [120].

Ez annyit jelent, hogy az ebben a kísérleti elrendezésben alkalmazott 50 mT külső tér nem telítette tökéletesen a forrás és az abszorbens fóliáit. Ezért a forrás- és az abszorbens domén-mágnesezettségeinek az átlagos polárszögei számottevően megnövelik az optikai tengelyhez képesti döntési szöget a forrásban, és az abszorbensben egyaránt. A $\delta\varphi$ paraméter nem határozható meg a kísérletekből, mivel ilyen kis ϑ értékeknél az azimutuszög nem változtatja észrevehetően a spektrumalakot. Ezután áttértem a CEMS

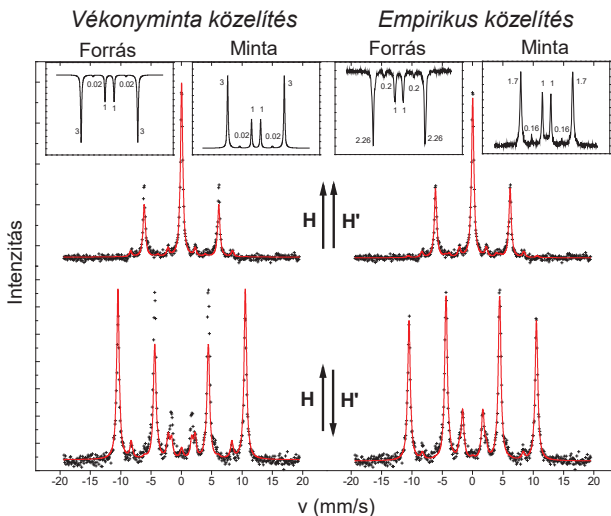
spektrumok kiértékelésére, azon belül is először a 19. ábrán bemutatott lineárisan polarizáltakra. A CEMS spektrumok kiértékelésénél a Mössbauer-transzmisszióban használt vékonyminta-közelítést alkalmazzák előszeretettel. Ez a mi esetünkben annyit jelent, hogy mivel a beesés merőleges, és a hullámvektor irányára merőlegesen van átmágnesezve mind a forrás, mind a minta, mindkettő spektrumára a 3:4:1 intenzitáсарányt tételezzük fel. A valóság azonban más, ez a feltétel szinte soha sem teljesül.

| Forrás | | Minta | | Az illesztések eredményei | | | | | |
|-----------------------|---------------|----------|-------------|---------------------------|--------------------------|--------------------|---------------------------|-------------------------------|--|
| $I_1:I_2:I_3$ | $I_1:I_2:I_3$ | $I_{ }$ | I_{\perp} | $I_{\uparrow\uparrow}$ | $I_{\uparrow\downarrow}$ | $\theta(^{\circ})$ | $\delta\varphi(^{\circ})$ | $\chi^2/\langle\chi^2\rangle$ | |
| Párhuzamos terek | | | | | | | | | |
| Vékonyminta-közelítés | | 0,986 | 0,014 | 0 | 0 | 90 | 6,6±0,8 | 1,4±0,2 | |
| 3:4:1 | 3:4:1 | | | | | | | | |
| Empirikus közelítés | | 0,985 | 0,015 | 0 | 0 | 90 | 7,0±1,2 | 1,4±0,2 | |
| 2,6:3,3:1 | 2,4:3:1 | | | | | | | | |
| Merőleges terek | | | | | | | | | |
| Vékonyminta-közelítés | | 0,01 | 0,99 | 0 | 0 | 90 | 84,2±1,6 | 1,8±0,1 | |
| 3:4:1 | 3:4:1 | | | | | | | | |
| Empirikus közelítés | | 0,011 | 0,989 | 0 | 0 | 90 | 83,9±1,9 | 1,7±0,1 | |
| 2,6:3,3:1 | 2,4:3:1 | | | | | | | | |

4. táblázat: A lineáris CEMS polarimetriai spektrumok vékony és vastag minta esetére végzett kiértékeléseinek összessítése [120].

A CEMS-ben használt mintákban a keletkezett konverziós elektronok kijutási valószínűsége függ a vastagságtól [89]. Ez a spektrumok intenzitáсарányaiban is változást okoz. A kiértékelést elvégeztem mindkét esetre. A 45. ábrán látható, hogy a kétféle módon kapott elméleti spektrum között nincs jelentős különbség. Az illesztések eredményeit a 4. táblázat tartalmazza. Az illesztésből kapott χ^2 értéke a párhuzamos spektrumnál nem változik ($1,4 \pm 0,2$), míg a merőleges spektrumnál a változás hibahatáron belüli [120] ($1,8 \pm 0,1$ az elméleti, és $1,7 \pm 0,1$ az empirikus esetben). Ezért a

lineáris CEMS polarimetriában, és merőleges beesésben használható a vékonyminta-közelítés és a fent bemutatott kiértékelési eljárás.



46. ábra: 20 μm $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ fólia $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrással felvett, kétféle módon kiértékelt elliptikusan polarizált spektrumai. Az ábra bal oldali részén a spektrumok vékonyminta-közelítéssel történt kiértékelése látható, a beszűrt ábrákban az illesztéshez a forrás és a minta esetére használt szimulált spektrumok vannak feltüntetve. Az ábra jobb oldali felében az empirikus kiértékelés eredménye látható, a beszűrt spektrumok pedig az illesztéshez a forrás és a minta esetére használt kísérleti spektrumokat mutatják. A kisszögű beesés miatt csak empirikus módon lehet a spektrumokat leilleszteni [120].

Ezután a módszert a 30. ábrán bemutatott elliptikus CEMS polarimetriai spektrumokra alkalmaztam (46. ábra). A kiértékelésnél először a transzmisszióban használt vékonyminta-közelítéssel dolgoztam; az ennek megfelelő kiindulási spektrumok, és az illesztés eredménye az ábra baloldali részén látható. Azonnal látszik, hogy a spektrumok ezekkel a kezdeti feltételekkel, különösen az ellentétes terek esetén nem illeszthetők. Az illesztések eredményeit az 5. táblázatban összesítettem [120], amely tartalmazza az illesztésnél használt intenzitásarányokat a forrásra és a mintára vonatkozólag, valamint az egyes alspektrumok normált intenzitásait, a polár- és az azimutszög, valamint a χ^2 értékeit. Empirikus esetben azonban, amikor a forrás és a minta mért spektrumaiból

indulunk ki, nagyon jól illeszthetők a spektrumok (5. táblázat). Hasonlóan a transzmissziós esethez, a polárszögekre itt is nagyobb értékeket kaptunk, mint a kísérletileg beállított, bár az eltérés kisebb mértékű.

| Forrás | Minta | Az illesztések eredményei | | | | | | |
|-----------------------|---------------|---------------------------|-------------|------------------------|----------------------------|--------------------|---------------------------|-------------------------------|
| $I_1:I_2:I_3$ | $I_1:I_2:I_3$ | I_{\parallel} | I_{\perp} | $I_{\uparrow\uparrow}$ | $I_{\downarrow\downarrow}$ | $\theta(^{\circ})$ | $\delta\varphi(^{\circ})$ | $\chi^2/\langle\chi^2\rangle$ |
| Párhuzamos terek | | | | | | | | |
| Vékonyminta-közelítés | | 0,006 | 0,101 | 0,893 | 0 | 19,1±1,6 | Határozatlan | 2,8±0,18 |
| 3:0,06:1 | 3:0,06:1 | | | | | | | |
| Empirikus közelítés | | 0,03 | 0,105 | 0,865 | 0 | 21,5±0.9 | Határozatlan | 1,4±0,1 |
| 2,26:0,2:1 | 1,7:0,16:1 | | | | | | | |
| Ellentétes terek | | | | | | | | |
| Vékonyminta-közelítés | | 0,085 | 0,12 | 0 | 0,795 | 26,9±2,2 | Határozatlan | 10±0,3 |
| 3:0,06:1 | 3:0,06:1 | | | | | | | |
| Empirikus közelítés | | 0,075 | 0,08 | 0 | 0,845 | 23,2±1,2 | Határozatlan | 2,4±0,1 |
| 2,26:0,2:1 | 1,7:0,16:1 | | | | | | | |

5. táblázat: Az elliptikus CEMS polarimetriai spektrumok vékony és vastagminta esetére végzett kiértékeléseinek összesítése [120].

Ennek a magyarázata az, hogy mind a forrásként, mind a mintaként alkalmazott vasfólia hengerléssel készült, ami miatt vastagságinhomogenitások lépnek fel bennük, és az itt alkalmazott, a transzmissziós kísérleténél jelentősen nagyobb tér sem tudja mindezt tökéletesen kompenzálni. A $\delta\varphi$ paraméter itt sem határozható meg a kísérletekből, mivel ilyen kis θ értékeknél az azimutszög nem változtatja észrevehetően a spektrumalakot, ahogy azt a transzmissziónál már láttuk. A lineáris esettel ellentétben tehát itt jelentős különbség van a kétféle kiértékelési mód eredménye között. A kisszögű beesés miatt

ugyanis a fotonok által a mintában megtett út, ezáltal az általuk érzékelt mintavastagság jelentősen megnő; ugyanakkor a mintában valójában nem jutnak mélyre, így azok a keltett elektronok is kijutnak a felszínre, amelyek merőleges beesés esetén elnyelődnek. Ez a korábban már említett „blackness” effektus, amit ebben az esetben a korrekt kiértékeléshez figyelembe kell venni. Ennek a módját a későbbiekben részletesen ismertetem.

V.3. „Blackness” effektus a konverzióelektron-Mössbauer-spektroszkopiában

CEMS esetén a detektortérfogatot elérő elektronok eltérő mélységben, különféle folyamatok révén jönnek létre és különböző szögek alatt, eltérő úthosszakat megtéve lépnek ki a minta felületére [89]. Ez az effektus különösen jelentős a γ -fotonok kisszögű beesése esetén, amikor a fotonok hosszabb úthossza mellett a Mössbauer-mag gerjesztése után, különféle másodlagos folyamatokban keletkezett, kis kihatolási mélységű elektronokat is figyelembe kell venni [135].

Először vizsgáljuk a tetszőleges beesés mellett, polarizált γ -fotonokkal felvett CEMS spektrumokat. A következőkben a [136]-ben figyelembe vett szempontokat, és az ott használt formalizmusokat fogom követni.

Az E energiájú fotonok által keltett elektronokból a detektáltak számát a

$$N_{CE}(D, E) \propto \int_0^D \text{Tr}(\rho(z, E) N(z) \sigma^M(z, E) W(z)) dz$$

összefüggés adja meg, ahol D a mintavastagság, $\rho(z)$ a fotonok z mélységben vett sűrűségmátrixa, N a szórócentrumok sűrűsége, σ^M az abszorpciós keresztmetszet Mössbauer-effektushoz tartozó része, $W(z)$ annak a valószínűsége, hogy a z mélységben elnyelt foton hatására keletkezett elektron kijut a minta felületére. Differenciális CEMS (DCEMS) esetén $W(z, E_c)$ írandó, ahol E_c az emittált elektron energiája, és $W(z, E_c)$ az E_c energiájú emittált elektron kilépési valószínűsége [137]. A rövidség kedvéért – kivéve, ha félreértésre ad okot – elhagyom a formulákban az energiafüggést.

A $T(z)$ transzformációs operátort a

$$|\psi(z)\rangle = T(z)|\psi(0)\rangle$$

összefüggés adja meg, és meghatározza a z mélységbeni hullámvektort a felületi $|\psi(z=0)\rangle$ -hoz képest. Így a sűrűségmátrixra a

$$\rho(z) = T(z)\rho(0)T^+(z) \quad (18)$$

formula adódik, ahol $T^+(z)$ jelöli az adjungált operátort. Néhány permutáció után írhatjuk, hogy

$$N_{CE}(D, E) \propto \text{Tr}(\rho(0, E)J(D, E)), \text{ ahol} \\ J(D, E) = \int_0^D T^+(z, E)\sigma^M(z, E)T(z, E)N(z)W(z)dz. \quad (19)$$

Egy homogén monorétgre $T(z)$ a következőképpen írható [138]:

$$T(z) = \sinh(i\mathbf{k}_0 m z \sin \vartheta) m^{-1} (I - R) + \cosh(i\mathbf{k}_0 m z \sin \vartheta) (I + R),$$

ahol \mathbf{k}_0 a vákkumbeli hullámvektor, ϑ a beeső nyalábnak a minta síkjával bezárt szöge, I az egységmátrix, $|\psi_{\text{visszavert}}(0)\rangle = R|\psi(0)\rangle$ a visszavert hullám (R a visszaverődési tenzor) a minta felületén, m tenzor értékét az

$$m = \sqrt{I + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \chi},$$

formula adja meg, ahol χ a dielektromos szuszeptibilitás tenzor. Nagy ϑ szögek esetén a visszavert nyaláb gyenge, és R elhanyagolható az egységmátrixhoz képest. Ezt figyelembe véve:

$$T(z) = \sinh(i\mathbf{k}_0 m z \sin \vartheta) m^{-1} + \cosh(i\mathbf{k}_0 m z \sin \vartheta) = e^{i\mathbf{k}_0 m z \sin \vartheta} + \sinh(i\mathbf{k}_0 m z \sin \vartheta) (m^{-1} - I). \quad (20)$$

Multirétegek esetén a transzformációs mátrix (20) monorétegek T mátrixait leíró képletéből állítható elő. Közel merőleges beesésnél $\left(\vartheta \approx \frac{\pi}{2}\right)$ az m mátrix az

$n = \sqrt{I + \chi} \approx I + \frac{1}{2}\chi$ törési mátrix kitevője lesz. Mivel a röntgensugarakra mindig kicsi a dielektromos szuszeptibilitás a törési mátrix kitevőjének inverze ugyancsak közeli az egységmátrixhoz, $n^{-1} \approx I$, a [74]-ben megadott közelítést használva:

$$T(z) = e^{i\mathbf{k}_0 m z} \approx e^{i\mathbf{k}_0 z} e^{\frac{1}{2}\mathbf{k}_0 \chi z}. \quad (21)$$

Kis ϑ szögek esetén (21) közelítése nem érvényes. Azonban m és m^{-1} Taylor-sorba fejthető:

$$m = I + \frac{1}{2 \sin^2 \vartheta} \chi - \frac{1}{8 \sin^4 \vartheta} \chi^2 + \dots$$

$$m^{-1} = I - \frac{1}{2 \sin^2 \vartheta} \chi + \frac{3}{8 \sin^4 \vartheta} \chi^2 + \dots$$

Az elsőrendű tag:

$$T(z) \approx e^{i\mathbf{k}_0 z \sin \vartheta} e^{i\frac{1}{2}\mathbf{k}_0 \chi \frac{z}{\sin \vartheta}} + \sinh(i\mathbf{k}_0 m z \sin \vartheta)(m^{-1} - I). \quad (22)$$

A magasabbrendű tagok elhanyagolhatók, ha χ sajátértékei kielégítik a $|\chi_i| < \sin^2 \vartheta$ feltételt. ^{57}Fe esetén, rezonanciában $|\chi_i| \leq 0,01$, ezért az elsőrendű közelítés érvényes egészen a $\vartheta \approx 4-5^\circ$ alsó határig.

Nagyon kis szögekre $m \approx I$, és ezért $m^{-1} \approx I$, ezért a továbbiakban mi nem foglalkozunk a súroló beesés esetével, a vizsgálatainkat a $\vartheta \geq 5^\circ$ -os közelítéssel végezzük, és (22) jobb oldalán elhanyagoljuk a második tagot.

Az egy atomra/molekulára vonatkozó abszorpciós hatáskeresztmetszet a következőképpen írható fel [139, 140]:

$$\sigma = -\frac{i\mathbf{k}_0}{2N}(\chi - \chi^+) \approx -\frac{i\mathbf{k}_0}{N}(n - n^+). \quad (23)$$

A magrezonancia közelében az elektronok χ^e szuszceptibilitás-járuléka izotróp, és a rezonancia közelében független az energiától, ezért:

$$\chi^M(E) \approx \chi^M(E) + \chi^e I.$$

(23)-at és (22) első tagját visszahelyettesítve (19) kifejezésébe, a homogén rétegre vonatkozó CEMS intenzitásmátrixra a

$$J(D) = -\int_0^D e^{-i\frac{1}{2}\mathbf{k}_0(\chi^e - \chi^e) \frac{z}{\sin \vartheta}} e^{-i\frac{1}{2}\mathbf{k}_0 \chi^M \frac{z}{\sin \vartheta}} \frac{i\mathbf{k}_0}{2} (\chi^M - \chi^{M+}) e^{i\frac{1}{2}\mathbf{k}_0 \chi^M \frac{z}{\sin \vartheta}} W(z) dz$$

$$= -\sin \vartheta \int_0^D W(z) e^{-N\sigma^e \frac{z}{\sin \vartheta}} \frac{\partial}{\partial z} \left(e^{-i\frac{1}{2}\mathbf{k}_0 \chi^M \frac{z}{\sin \vartheta}} e^{i\frac{1}{2}\mathbf{k}_0 \chi^M \frac{z}{\sin \vartheta}} \right) dz$$

kifejezést kapjuk, ahol * a komplex konjugálást jelöli.

Bevezetve az $s = i\frac{1}{2}\mathbf{k}_0 \frac{z}{\sin \vartheta}$ jelölést, és használva a Baker–Campbell–Hausdorff-formulát [141] a mátrix-exponenciálisok a következőképpen írhatók fel:

$$e^{-s\chi^{M+}}e^{s\chi^M} = e^{s(\chi^M - \chi^{M+}) - \frac{1}{2}s^2[\chi^{M+}, \chi^M] + \frac{1}{12}s^3[\chi^M - \chi^{M+}, [\chi^{M+}, \chi^M]] + \dots} \quad (24)$$

A ^{57}Fe esetén is lejátszódó M1 átmenet esetén a $[\chi^M, \chi^{M+}] = 0$ feltétel jó közelítéssel teljesül [119]. A továbbiakban feltesszük, hogy $[\chi^M, \chi^{M+}] = 0$ teljesül, így (24) a következőképpen módosul:

$$J(D, E) = -\sin \vartheta \int_0^D W(z) e^{-N\sigma^e \frac{z}{\sin \vartheta}} \frac{\partial}{\partial z} e^{-N\bar{\sigma}^M(E) \frac{z}{\sin \vartheta}} dz \quad (25)$$

$$= \int_0^D W(z) N\sigma^M(E) e^{-N(\sigma^e I + \sigma^M(E)) \frac{z}{\sin \vartheta}} dz \quad (26)$$

A közelítésektől eltekintve az (25) egyszerűnek tűnik; az integrál előtti $\sin \vartheta$ tag a döntött minta keresztmetszet-csökkenését veszi figyelembe. A z mélységben rezonánsan elnyelt fotonok számát az integrálban lévő differenciális tag adja meg. Kis beesési szögek esetén a fotonok hosszabb utat $\left(\frac{z}{\sin \vartheta}\right)$ tesznek meg, mire eléri a z mélységet, emiatt nagyobb valószínűséggel abszorbeálódnak a felület közelében, mint merőleges beesés esetén. Ugyanakkor (25) csak a nem túl kis szögek esetére igaz, amikor még a lineáris közelítés használható, amikor (22) lineáris közelítése érvényes, a reflexió elhanyagolható, $[\chi^M, \chi^{M+}] = 0$.

Eddig a forrás mozgását nem vettük figyelembe. A v sebességgel mozgatott Mössbauer-forrásban keletkezett γ fotonok sűrűségmátrixa:

$$\rho(z=0, E, v) = \sum_i \rho_i^{pol} L_i(E, v) = \sum_i \rho_i^{pol} \frac{\Gamma}{2\pi \left(\left(E - E_i + \frac{v}{c} E_i \right)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)},$$

ahol ρ_i^{pol} határozza meg az i -edik vonal intenzitás-arányát, és polarizációját az E_i helyen az energiaspektrumban, $L_i(E, v)$ az i -edik vonal alakfüggvénye (Lorentz), Γ a vonalszélesség, és c a fénysebesség. A mért CEMS intenzitás (háttér nélkül), mint a Mössbauer-mozgatási sebesség függvénye, a következőképpen írható:

$$I_{CEMS}(D, \nu) = f_s I \sum_i \text{Tr}(\rho_i^{pol} \int L_i(E, \nu) J(D, E) dE),$$

ahol f_s a forrás Mössbauer–Lamb-faktora, I a mintára beeső összintenzitás.

A CEMS spektrumok számolásához szükséges a $W(z)$ kilépési függvény ismerete. A továbbiakban csak a ^{57}Fe CEM spektroszkópiára fognak vonatkozni a számolásaink, de ugyanez az eljárás más Mössbauer-izotópokon végzett CEMS-re is alkalmazható. Liljequist levezetett egy félempirikus formulát a Monte Carlo-szimulációiból [89, 142]. A vastagság helyett az alábbi „ekvivalens vasvastagságot” vezette be:

$$t = \frac{\rho}{\rho_{Fe}} z,$$

ahol ρ a minta, ρ_{Fe} a természetes vas sűrűsége. Homogén rétegre a kilépési függvény exponenciálissal közelíthető:

$$W(z) = W_0 e^{-\frac{t(z)}{\tau}} = W_0 e^{-\frac{z}{\rho_{Fe} \tau}} = W_0 e^{-\frac{z}{\zeta(\rho)}},$$

ahol W_0 a $\tau \approx 540 \text{ Fe}\text{\AA}$ vasvastagság mélységben keletkezett konverziós elektronnak a minta felületére való kilépési valószínűsége. Az exponenciális közelítés számos esetben könnyebben kezelhető. Behelyettesítve:

$$I_{CEMS}(D, \nu) = a \sum_i \text{Tr} \left[\rho_i^{pol} \int L_i(E, \nu) \zeta N \sigma^M(E) \sin \vartheta (\zeta N \sigma^M(E) + I \sin \vartheta)^{-1} \left(I - e^{-D \left(\frac{N \sigma^M(E)}{\sin \vartheta} + \frac{1}{\zeta} I \right)} \right) dE \right] \quad (27)$$

ahol $a = W_0 f_s I$.

Vegyük először a polarizálatlan esetet. Alkalmazva az effektív vastagság

$t = \frac{\rho}{\rho_{Fe}} D = \frac{N}{N_{Fe}} D$ képletét, valamint a $\tau = \frac{N}{N_{Fe}} \zeta$, és a vas abszorpciós együtthatójának

$\alpha = N_{Fe} \sigma$ képletét, (27) exponenciálisa a következőképpen módosul:

$$-D \left(\frac{N \sigma^M(E)}{\sin \vartheta} + \frac{1}{\zeta} \right) = -\alpha^M t \frac{\tau \alpha^M + \sin \vartheta}{\tau \alpha^M \sin \vartheta}.$$

A kényelmes kezelhetőség kedvéért érdemes bevezetni a

$$t'(E, \vartheta) = t \frac{\tau \alpha^M(E) + \sin \vartheta}{\tau \alpha^M(E) \sin \vartheta}$$

korrigált effektív vastagságot [120].

Polarizált esetben, kis szögeknél ($\sin \vartheta \approx 0$) használható a

$\zeta N \sigma^M(E) \left(\zeta N \sigma^M(E) + \sigma \sin \vartheta \right)^{-1} \approx I$ közelítés, ezért

$$I_{CEMS}(D, \nu) = a \sin \vartheta \left[I - \sum_i \text{Tr} \left(\rho_i^{\text{pol}} \int L_i(E, \nu) e^{-N \sigma^M(E) \frac{D}{\sin \vartheta}} dE \right) \right]$$

alakúra egyszerűsíthető, ami az abszorpciós Mössbauer-spektroszkópia vastagminta-közelítésének felel meg, mint ahogy az [51]-ben fel lett tételezve. Nem szabad megfeledkezni arról, hogy a (25)-ből és (27)-ből származó kikötések sűrűlő beesésre nem érvényesek, ott a visszaverődések szuszceptibilitáshoz adódó járuléka nem elhanyagolható.

Közel merőleges beesésnél, amikor is $\sin \vartheta \approx 1$, a kitevőt másodrendig Taylor-sorba fejtjük:

$$\left(I - e^{-D \left(N \sigma^M(E) + \frac{1}{\zeta} I \right)} \right) \approx D \left(N \sigma^M(E) + \frac{1}{\zeta} I \right) + \frac{1}{2} D^2 \left(N \sigma^M(E) + \frac{1}{\zeta} \right)^2 + \dots$$

A második tag az elsőhöz képest elhanyagolható:

$$D \left(N \sigma^M(E) + \frac{1}{\zeta} I \right) \gg \frac{1}{2} D^2 \left(N \sigma^M(E) + \frac{1}{\zeta} \right)^2,$$

ahol σ_i az i -edik sajátértéke σ -nak, ezért az intenzitás kifejezése

$$I_{CEMS}(D, \nu) = a D \sum_i \text{Tr} \left(\rho_i^{\text{pol}} \int N \sigma^M(E) L_i(E, \nu) dE \right), \quad (28)$$

ami gyakorlatilag a Mössbauer-spektroszkópia vékonyminta-közelítésének felel meg [51].

A fentiekből következik, hogy merőleges beesésnél a vékonyminta-közelítés akkor jogos, ha

$$D \ll \frac{2}{N \sigma_{\max}^M + \frac{1}{\zeta}},$$

ahol σ_{\max}^M az abszorpciós hatáskeresztmetszet-tenzor legnagyobb sajátértéke. Ez annyit jelent, hogy elenyésző mennyiségű elektron éri el a minta felületét a mélyebb rétegekből indulva, és/vagy a fotonok nem érnek le a minta mélyebb részeibe.

Multirétegekre ugyanezt az eljárást kell alkalmaznunk; a különbség annyi, hogy az elektron kilépési függvénye sokkal bonyolultabb. A konverziós elektronok különböző rétegekben emittálódnak, ezeket összegezni kell a megfelelő kilépési függvények figyelembe vételével, amelyek meghatározására [143]-ban láthatunk példákat. A részletes tárgyalástól eltekintek, nem anyaga a dolgozatnak.

A fentiekben végig azt tételeztem fel, hogy a forrás vékony. Ugyanakkor a gyakorlatban ez nem feltétlenül igaz; elég, ha a döntött forrás esetét vesszük, emiatt meg kell vizsgálni a blackness effektust a forrásban is. Az emittált fotonok forrásbéli abszorpciója vonalkiszéledést okoz [144]. Felhasadt, többvonalas forrás esetén a vonalak relatív intenzitásarányai megváltoznak, feltéve, ha a γ -emisszió viszonylag mélyen történik a forrás mátrixában, amely viszonylag nagy mennyiségben (és a forrás bomlásának előrehaladtával egyre nagyobb koncentrációban) tartalmaz rezonáns izotópot. A leggyakrabban használt egyvonalas forrásoknál ezt úgy kerülük el, hogy a rezonáns izotópokat csak egy nagyon vékony rétegbe diffundáltatják a felület alá. Ha egy ilyen forrást merőleges emissziós geometriában használnak, a blackness effektus ritkán következik be. Ugyanakkor a felhasadt α -Fe forrás bedöntött geometriában való használatakor a relatív intenzitásokat módosítja a blackness effektus.

Követve (18) gondolatmenetét, a Mössbauer-forrásban emittált fotonok sűrűségmátrixa a következő formában írható fel:

$$\rho(E) \propto \int_0^{D_s} X(z, D_s - z, E) \sigma^M(E) X^+(z, D_s - z, E) N_s(z) dz,$$

ahol D_s a forrás hordozójának a fizikai vastagsága, és $N_s(z)$ a z mélységben rezonáns fotont emittáló magok száma, $X(z, D_s - z)$ a forrás z mélységből, D_s - z vastagságú rétegen keresztül a felületre való átviteli operátora. A forrás nem tekinthető homogén rétegnek, ezért X -et másképp kell kiszámolni, mint a T -t (20)-ban. Alapjában véve előállítható infinitezimálisan vékony rétegek T mátrixaiból. Ebben az esetben elfogadjuk, hogy χ^M csak a sűrűséggel változik, a rezonánsan abszorbeáló vasmagok $N_{s_{Fe}}$ száma

változik, azaz $\chi_s^M(z) = \frac{\chi_0^M N_{s_{Fe}}(z)}{\int_0^{N_{s_{Fe}}} (z) dz}$, ahol χ_0^M a minta átlagszuszeptibilitása. Ebben az

esetben X meghatározására (22)-ből az első exponenciális tagot használjuk, azaz

$$T(z) \approx e^{ik_0 z \sin \vartheta} e^{i \frac{1}{2} k_0 \chi_s \frac{z}{\sin \vartheta}}. \text{ Ebből kapjuk a}$$

$$X(z, D_s - z) = e^{ik_0(D_s - z) \sin \vartheta} e^{i \frac{1}{2} k_0 \chi_s^e \frac{(D_s - z)}{\sin \vartheta}} e^{i \frac{1}{2} k_0 \chi_0^M \frac{z}{\sin \vartheta}}$$

kifejezést, ahol ϑ_s a forrás döntési szöge, χ_s^e a forrás szuszceptibilitásának elektromos járuléka (konstansnak tekintjük), és

$$Z = \frac{\int_{D_s}^{D_s} N_{s7Fe}(z) dz}{\int_0^{D_s} N_{s7Fe}(z) dz} D_s.$$

A Mössbauer-források legtöbbször a radioaktív atomok mátrixanyagba történő bediffundáltatásával készülnek, ezért korrekt úgy tekinteni, hogy $N_s(z)$ a diffúziós profil követi.

A blackness effektus létjogosultságát akkor láthatjuk igazán, ha alkalmazzuk kísérleti spektrumok kiértékelésére. Ehhez a korábban már bemutatott, α -Fe fólián felvett lineáris- és elliptikus CEMS polarimetriai spektrumokat választottuk [116, 117, 120].

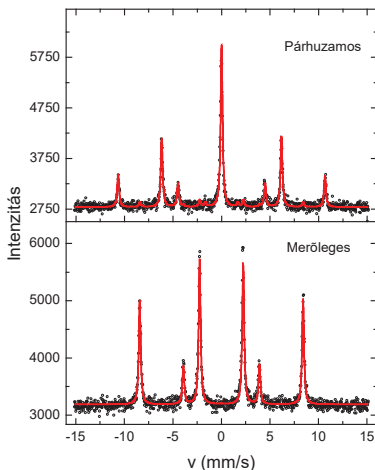
A spektrumok a fenti elmélet felhasználásával, a FitSuite [145] programmal lettek leillesztve. A Mössbauer-vonalak helye és intenzitása a hiperfinom tér Hamilton-operátora sajátérték-problémájának a megoldásával lett meghatározva. Az elmélet leírása [118]-ban található, ez lett átültetve az EFFI programba [146]. Ennek a (27)-ben bemutatott elméleti megfontolások miatt módosított változata került bele a FitSuite-ba. Ezen elmélet módosított változata adja a fent bemutatottakat. Az illesztések eredményeit a 47. ábrán rajzoltam fel.

Lineáris polarimetria esetén merőleges beesésben mérünk, ezért nincs vastagság- és szögfüggés, ahogy az (28)-ból várható volt. A hiperfinom terek beállása jól egyezik a külső mágneses tér által megszabott kísérleti értékekkel (6. táblázat). A minta és a forrás ϑ polárszöge nem lett illesztve. Mivel ezek a spektrumok a forrás és a minta hiperfinom tere azimutuszögeitől függenek, a $\Delta\varphi = \varphi_{B,minta} - \varphi_{B,forrás}$ érték az illesztett paraméter. A két spektrum szimultán, a $\Delta\varphi^{merőleges} = \Delta\varphi^{párhuzamos} + 90^\circ$ kikötés alkalmazásával lett

illetve, azaz a mérőleges elrendezés a párhuzamosból a forrás-polarizátor 90° -os elfordításával áll elő.

47. ábra: A lineáris polarimetriai spektrumok blackness effektust figyelembevevő illesztésének az eredményei párhuzamos, és mérőleges térbeállások esetén [135].

A várt, és az illesztésből kapott értékek közötti eltéréseket többféleképpen próbáltuk értelmezni. Az egyik lehetőség, hogy a forrás nincs telítésben, és a $\phi_{B, \text{forrás}}$ paraméternek eloszlása van. Ez eltüntetné ugyan az eltéréseket, de az illesztések χ^2 -e romlik, és növekszik a paraméterek száma, ezért nem fogadható el ez a modell. Másik



lehetőség, hogy a hiperfinom térnek van a síkból kiálló komponense is. Ez azonban valószínűtlenül nagy ϑ_B szöget ($\approx 14^\circ$) eredményez. A magyarázat valószínűleg az, hogy a kísérleti spektrumok statisztikája nem volt elég jó, ezért nem lehet kinyerni belőlük a teljes információt. A szimulációk azt mutatják, hogy a vastagság változásával megváltozik az intenzitás, de a spektrumok vonalalakja nem. Szemben a lineárisal, a közel körkörös, elliptikus polarimetriai spektrumok nem illeszthetők le a blackness effektus figyelembevétele nélkül. Itt az intenzitásarányok erősen függenek a vastagságtól és a döntési szögtől (48. ábra). Az ezt figyelembe vevő illesztésnél a spektrumalakot jól visszkapjuk, az ellentétes esetben az illesztett értékek kissé jobban eltérnek a kísérletiektől (7. táblázat). Ez azzal magyarázható, hogy a mágnesszezettség átfordítása ezekkel a viszonylag kis külső terekkel nem sikerült tökéletesen, nem vagyunk teljes telítésben. Ha az 5° -os bedöntéshez tartozó elliptikus polarimetriai spektrumokat illesztjük, amikor a D mérőleges behatolási mélység sokkal kisebb, számításba kell vennünk egy további szingletet, amelyhez $(0,11 \pm 0,04)$ mm/s izomér eltolódás, $(8487 \pm$

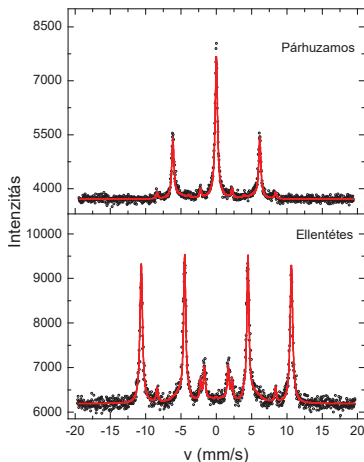
283) $^{57}\text{Fe}\text{\AA}$ vastagság, $(17,2 \pm 1) \times \Gamma^{\text{nat}}$ Lorentz-kiszélesedés ($\Gamma^{\text{nat}} = 0,097 \text{ mm/s}$, a természetes vonalszélesség) tartozik.

| Paraméter | Illesztett | Kísérletekből várt |
|--|--------------------------------------|--------------------|
| $ \mathbf{B} $ | $33,04 \text{ T} \pm 0,02 \text{ T}$ | - |
| $\vartheta_{B,\text{forrás}} = \vartheta_{B,\text{minta}}$ | 90° (rögzített) | 90° |
| $\varphi_{B,\text{forrás}}$ | 0° (rögzített) | 0° |
| Párhuzamos eset | | |
| $\Delta\varphi$ | $7,8^\circ \pm 0,6^\circ$ | 0° |
| Merőleges eset | | |
| $\Delta\varphi$ | $97,8^\circ \pm 0,6^\circ$ | 90° |

6. táblázat: A lineáris CEMS polarimetriai spektrumok legfontosabb illesztési paraméterei. $\vartheta_{B,\dots}$ a hiperfinom tér és a z tengely (a fotonok iránya) által bezárt szög, $\varphi_{B,\dots}$ a z tengely körül, az x tengelytől a beesési síkban mért azimutszög [135].

48. ábra: Az elliptikus polarimetriai spektrumok blackness effektust figyelembevevő illesztésének az eredményei párhuzamos, és ellentétes térbeállítások esetén [135].

Ez minden bizonnyal a minta felületén lévő vasoxid járuléka. Lineáris polarimetriában ez a komponens nem jelenik meg, mivel a járuléka a mért spektrumban sokkal kevesebb. Az 5. táblázatban bemutatott illesztési eredmények nagyobb mértékben térnek el a kísérleteiktől, mint a 7. táblázatban lévők. Ez tisztán mutatja, hogy a kisszögű beesés esetén a blackness



effektust is figyelembe kell venni, nem elég az előző fejezetben bemutatott, négy aspektrumot használó egyszerűbb modell.

| Paraméter | Illesztett | Kísérletekből várt |
|-------------------------------------|--|--------------------|
| Forrás dőlési szöge | $10^\circ \pm 0,15^\circ$ | 10° |
| Minta dőlési szöge | $5,27^\circ \pm 0,03^\circ$ | 5° |
| $ \mathbf{B} $ | $32,973 \text{ T} \pm 0,003 \text{ T}$ | - |
| $\vartheta_{B, \text{forrás}}$ | $12,1^\circ \pm 0,8^\circ$ | 10° |
| $\varphi_{B, \text{forrás}}$ | 0° (rögzített) | 0° |
| Párhuzamos eset | | |
| $\vartheta_{B, \text{min } \alpha}$ | $14,4^\circ \pm 0,6^\circ$ | 5° |
| $\varphi_{B, \text{min } \alpha}$ | $0,16^\circ \pm 2,5^\circ$ | 0° |
| Merőleges eset | | |
| $\vartheta_{B, \text{min } \alpha}$ | $193,6^\circ \pm 0,4^\circ$ | 185° |
| $\varphi_{B, \text{min } \alpha}$ | $0,2^\circ \pm 2,2^\circ$ | 0° |

7. táblázat: Az elliptikus CEMS polarimetriai spektrumok legfontosabb illesztési paraméterei. $\vartheta_{B, \dots}$ a hiperfinom tér és a z tengely (a fotonok iránya) által bezárt szög, $\varphi_{B, \dots}$ a z tengely körül, az x tengelytől a beesési síkban mért azimutszög [135].

V.4. Antiferromágneses rendszerek vizsgálata

A fentiekben kísérletekkel bemutattam, hogy a Mössbauer-polarimetria módszere működik transzmisszióban, valamint, hogy átvihető CEMS-be, és alkalmas a rétegmágneszettség irányának meghatározására. Eddig azonban csak vasfóliákon végzett demonstrációs mérések eredményeit mutattam meg. Ahhoz, hogy igazoljam a módszer létjogosultságát, gyakorlati problémákat is meg kell tudni vele oldani. Az antiferromágnesesen csatolt Fe/Cr és Fe/Gd rendszereket választottam erre a célra.

V.4.1. Antiferromágneses Fe/Cr és Fe/Gd rendszerek

A CEMS polarimetria egy lehetséges módszer a probléma megoldására, vastartalmú rendszerek esetén, így a Fe/Cr multirétegek vizsgálatára kifejezetten alkalmas. Ahogy a bevezetésben már említettem, az egyik legjobb példa a mesterséges antiferromágneses

rendszerre a Fe/Cr rendszer. Ugyanis egy Fe/Cr/Fe hármastretegben a nem ferromágneses Cr megfelelő (pl. 1,3 nm körüli) rétegvastagsága esetén antiferromágneses csatolás közvetít a szomszédos ferromágneses Fe rétegek között, amelyek mágnesezettsége így módon – külső mágneses tér hiányában – egymással ellentétes irányba áll be. Ezeken a rendszereken fedezték fel az óriásmágneses ellenállás (GMR) jelenségét [1, 9], amely a mai számítógépekben használt mágneses olvasófejek működésének alapja. A Fe/Cr antiferromágneses rendszerek mágneses doménszerkezete a csoportunk által behatóan tanulmányozott terület [19, 20, 22, 23]. Önként adódott, hogy ugyanezen a rendszeren meg kellene vizsgálni a rétegmágnesezettség viselkedését is, ami jól kiegészíti a doménvizsgálatok eredményeit. Ezért választottam a polarimetriai kísérletek egyik alanyául a Fe/Cr AF-csatolt rendszert.

A Fe/Gd rendszer az egyik legegységelműbb példa a ferromágneses rétegek közötti erős felületi antiferromágneses csatolásra. A vas és a gadolínium viszonylag átlagos ferromágnesek, jelentősen eltérő Curie-hőmérsékletekkel (Fe: 770 °C, Gd: 19 °C). A gadolínium egy nehéz ritkaföldfém, amely antiferromágnesesen csatolódik a vassal, és a legtöbb ritkaföldfémnel ellentétben nem bír jelentős anizotrópiával. A rendszert az irodalomban már kísérleti és elméleti szempontból is részletesen tanulmányozták [147 - 155]. A rendszer mágnesezettsége hőmérsékletfüggésének a tanulmányozásakor találtak egy T_{comp} kompenzációs hőmérsékletet [152, 155], ahol a Gd és a Fe teljes mágnesezettségei kikompenzálják egymást, létrehozva egy antiferromágneses állapotot. A kompenzációs hőmérséklet alatt a Gd, fölötté a Fe mágnesezettsége dominál. Azaz T_{comp} fölött a Fe mágnesezettsége párhuzamos a külső térrel, a Gd-é ellentétes. T_{comp} alatt a Gd mágnesezettsége párhuzamos a külső térrel, a Fe-é ellentétes. A hőmérséklet csökkentésével tehát a Fe mágnesezettsége állandó külső térben előjelet vált, ami jól megfigyelhető polarimetriával, ezért választottam a szinkrotronos elliptikus polarimetriai mérésekhez a Fe/Gd rendszert.

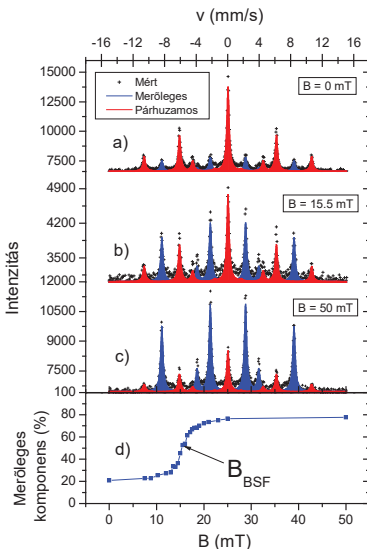
V.4.2. A térfogati spinátfordulás meghatározása AF csatolt Fe/Cr multirétegekben, lineáris polarimetriával

A lineáris polariméter egyik első alkalmazása volt a térfogati spinflop kimutatása Fe/Cr epitaxiális multirétegben [116, 117]. Ehhez a mintára az egyik könnyűirány mentén akkora mágneses teret adunk, hogy az antiferromágneses csatolás miatt valamennyi

rétegmágnesezettség a rá merőleges könnyűiránnyal párhuzamosan álljon be. Ezután a mintát 90°-kal elforgatjuk, és növekvő külső mágneses teret kapcsolunk rá, ami így a rétegmágnesezettségekkel párhuzamos lesz. Ez az anizotrópia-stabilizált elrendezés a külső tér növelésével energetikailag egyre kedvezőtlenebbé válik, és egy kritikus teret elérve hirtelen az összes rétegmágnesezettség átugrik a merőleges könnyűirányba. Ez a térfogati spinátfordulás, vagy spinflop (bulk spin-flop, BSF) jelensége. A BSF-et korábban már tanulmányozták az általam használt 990608-as mintán SMR-rel [20]; és egy ezzel gyakorlatilag azonos $^{57}\text{Fe}(2,5\text{ nm})/\text{Cr}(1,3\text{ nm})_{20}$ szerkezeten PNR-rel [21]. Az SMR méréshez [20] hasonlóan a rétegmágnesezettségeket most is úgy állítottam be, hogy azok az egyik könnyű iránnyal párhuzamosan/ellentétesen álljanak.

49. ábra: (a–c) Néhány, a 990608-as mintán, lineárisan polarizált $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrással, a térfogati spinátfordulás tanulmányozására felvett Mössbauer-polarimetriai spektrum. Az egyes CEMS spektrumokat átmágnesezés után, külső tér nélkül vettük fel. A mágneses tér növelésével, 15,5 mT átmeneti tér környékén az eredetileg a külső térrel párhuzamosan/ellentétesen álló rétegmágnesezettségek átfordulnak a merőleges könnyű irányba, ami a merőlegesen polarizált (kék) komponens részarányának a növekedéseként jelenik meg. A merőleges intenzitásarány térfüggését a *d* ábrán külön is feltüntettem [116].

Ezt a könnyűirányt állítottam be párhuzamosan a polarizátor és az elektromágnes külső terének az irányával (természetesen nulla térben). Néhány jellemző CEMS spektrum a 49. ábrán látható, megkülönböztetve egymástól a párhuzamos- és a merőleges alspektrumot. A kezdeti, kis külső tereknél a párhuzamos alspektrum dominál, majd a tér növelésével fokozatosan nő a merőleges alspektrum intenzitásaránya, mivel a rétegmágnesezettségek



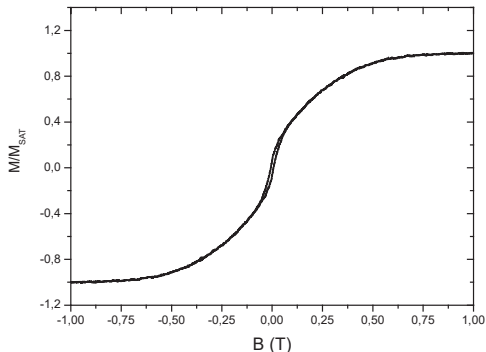
átfordulnak a merőleges könnyű irányba. A ^{57}Fe 14,4 keV-es átmenetéhez tartozó konverziós elektronok effektív kilépési mélysége (ahonnan a kilépő elektronok még detektálhatók) mintegy 1800–2000 FeÅ [89]. A multiréteg teljes vastagsága (ha egyenletesen aktív abszorbensként vesszük figyelembe [89]) 768 FeÅ, ami kisebb, de összemérhető az effektív kilépési mélységgel. Felhasználva [89] (6)-os kifejezését, látjuk, hogy a CEMS spektrumot adó elektronintenzitásból a legfelső ^{57}Fe réteg elektronhozama háromszorosa a legalsóénak. Ez nonperiodicitást okozhat a két lineárisan polarizált komponens arányában attól függően, hogy az adott komponens a rétegrendszer melyik részén dominál. A kiértékelést a következő feltevésekkel végeztük: *I)* a multiréteg szigorúan periodikus, *II)* a forrás síkban 100 %-ban lineárisan polarizált a $\varphi = 0$ irányban, *III)* a spektrumok csak a két független, lineárisan polarizált („párhuzamos”, $\varphi = 0$, és „merőleges”, $\varphi = 90^\circ$) komponensét tartalmazza a *IV)* tiszta $\alpha\text{-Fe}$ hiperfinom átmeneteinek. A fenti feltételekkel végzett kiértékeléssel kapott merőleges komponensarány 15,5 mT-nál mutatja az átmenetet, melynek a szélessége 2,7 mT (49. ábra).

A BSF átmenethez tartozó teret [19]-ben 13,5 mT-nak becsülték. A CEMS polarimetria által kapott 15,5 mT-ás érték sokkal valószínűsőbbnek tűnik, mivel az AF Bragg-csúcs intenzitása nagyon érzékeny a mintabeállításra. Az átmenet szélessége az AF doménszerkezettől függ. Amikor felvettem a CEMS spektrumokat, a minta a legutolsó telítés óta már ment át BSF-en, ezért főleg nagydoménes állapotban („másodlagos doménállapot” [19]) volt. Jelenleg nincs olyan modellünk, amely összekapcsolja a domének méreteloszlását a térfogati spinátfordulás szélességével.

Nulla- és 50 mT külső térnél viszonylag nagy részben, 20 %-ban a másik polarizált komponens is megjelenik, azaz a multirétegnek viszonylag nagy része a multirétegnek nem fordul át. Az egyik lehetséges magyarázat a nem átforduló doménekre, ha van a mágnesezettségnek egy viszonylag nagy ferromágneses járuléka, amely hozzá van kötve a külső térhez. Habár a rezgőmintás magnetométerrel (VSM) felvett mágnesezettségi görbe (50. ábra) mutat némi ferromágneses járulékot is, de az csupán 5 %, ami nem magyarázza a 20 %-os keveredést. Ez egy nemperiodikus, hiperfinom téreloszlást mutató komponens. A nemperiodikusságát az is mutatja, hogy nulla térben nem volt detektálható AF csúcs intenzitás ugyanezen a mintán [20]. Másrészt a polarimetriai spektrumokban

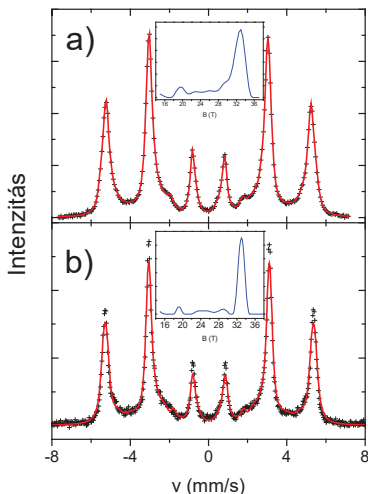
szatellit intenzitásként megjelenő hiperfinom eloszlás az általunk alkalmazott egyszerű kiértékelésben nem lett figyelembe véve (49. ábra).

50. ábra: A 990608-as AF csatolt Fe/Cr multiréteg rezgőmintás magnetómetrerrel felvett mágnesezettségi görbéje. Nulla tér körül látszik egy kis, mintegy 5 % ferromágneses komponens jelenlétére utaló hiszterézis, de ez önmagában nem magyarázza a BSF mérésnél kapott 20 %-os keveredést.



A hagyományos, egyvonalas forrással, merőleges beesésben felvett CEMS spektrum (51.a ábra) 40 %, a Fe/Cr határfelületről származó hiperfinom eloszlást tartalmazó komponens is mutat.

51. ábra: (a) a 990608-as AF csatolt multiréteg egyvonalas forrással, merőleges beesésben felvett CEMS spektruma. A spektrum a Fe/Cr határfelületről származó hiperfinom téreloszlást mutat (kis ábra), ami megmagyarázhatja a 20 %-os keveredést. (b) a 0604/02-es AF csatolt Fe/Cr multiréteg egyvonalas forrással, merőleges beesésben felvett CEMS spektruma. A spektrum a Fe/Cr határfelületről származó hiperfinom téreloszlást mutat (kis ábra), ami azonban kisebb, mint a 990608-as minta esetén.



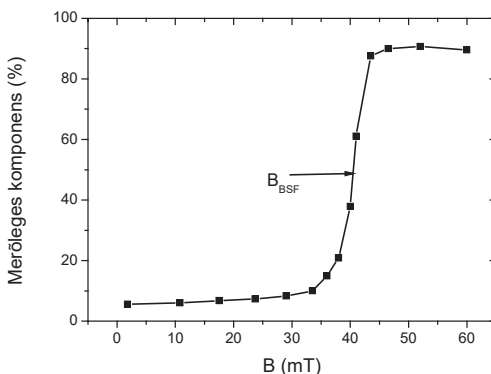
Feltéve, hogy ezekben a viszonylag kis terekben ez a határfelületi komponens véletlenszerű eloszlású marad, átlagban $40/2 = 20\%$ jut mindkét merőleges komponensre, ami megmagyarázza a 49.d ábrán látható 20 %-os keveredést.

A határfelületi komponensre való érzékenység a polarimetriai módszer egyik előnye a reflektometriai technikákkal [19 – 21] szemben, amelyek csak a határfelületi komponens periodikus részére érzékenyek. Ezenfelül, míg az SMR és a PNR technika nagyberendezésekhez kötött, addig a mi módszerünk viszonylag egyszerűen, laboratóriumban megvalósítható kísérleteket igényel.

A 0604/02-es mintán megismételtem a fent részletezett mérésorozatot, és sikerült itt is kimutatnom a BSF átmenetet (52. ábra). Jelentős különbségeket találtam az átmenet lefolyásában a 990608-as mintában bekövetkezett átmenethez képest. Az átmeneti tér itt 40 mT, szemben a másik mintán kapott 15,5 mT-val. A kezdeti, és a végállapotban most is jelen van a másik komponens, azaz nem fordul át teljes egésze a multirétegnek, de ez a visszamaradt rész kevesebb, mint a másik mintán tapasztalt 20 %, itt mindössze 5–10 % (52. ábra).

52. ábra: A 0604/02-es mintán felvett térfogati spinátfordulásgörbe amely jelentős eltéréseket mutat a 990608-as mintához képest.

Az átmenetek eltérő lefolyását magyarázhatja az eltérő szerkezet. A minta mágneszettségi görbéje az MTA SZFKI-

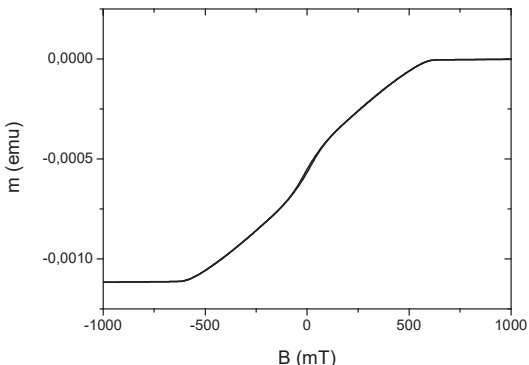


ban, SQUID magnetometriával [31] lett felvéve (53. ábra). A mágneszettségi görbéből látszik, hogy a minta antiferromágnesesen csatolt, és a histerézise egészen minimális, azaz a ferromágneses komponens jelentéktelen. A hagyományos forrással, merőleges beesésben felvett CEMS spektrum a 990608-as mintához hasonlóan hiperfinom

téreloszlást mutat (51.b ábra). Ez az eloszlás azonban sokkal kisebb mértékű, mint az előző mintán látott.

53. ábra: A 0604/02-es minta könnyű irányban, SQUID magnetometriával felvett mágnesezési görbéje.

Ez magyarázhatja, hogy az 52. ábrán miért kisebb a visszamaradó, át nem fordult rész a BSF

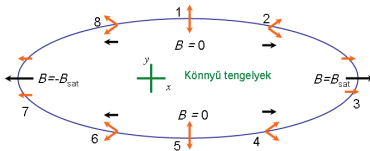


előtt és után. Az ok az eltérő mintaszerkezetben keresendő, mivel a 0604/02-es minta aljára magas hőmérsékleten növesztettünk egy 40 nm-es Cr buffer-réteget, ami kisimítja a MgO hordozó felületének az egyenletlenségeit, így az erre növesztett multirétegnek jobb minőségűek lesznek a határfületei, kisebb lesz a kis terekben rendezetlen hányad. Ez a legfőbb különbség a 990608-as mintához képest, ahol nincs ilyen buffer réteg, a multiréteg közvetlenül a hordozóra lett növesztve.

V.4.3. Rétegmágnesezettségek beállításának analízálása a Fe könnyűmágnesezési irányában történt mágnesezéssel, lineáris polarimetriával

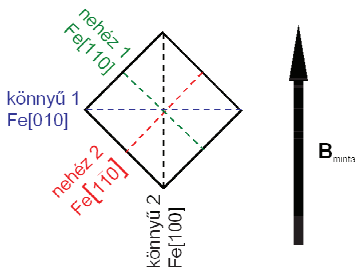
Egy AF csatolt multiréteg könnyűirányban történő mágnesezési hurka látható az 54. ábrán. Az AF csatolás miatt a rétegmágnesezettségek remanenciában a külső térre merőleges könnyű irányt preferálják, majd a tér növelésével ebből fokozatosan kimozdulnak, és végül befordulnak a párhuzamos könnyűirányba. Ez a helyzet nem kedvező a rendszernek energetikailag, ezért a tér levételével a rétegmágnesezettségek fokozatosan visszaállnak a merőleges irányba. A külső tér irányának a megváltoztatásával ugyanez a folyamat játszódik le, ellentétes előjellel (54. ábra). Ennek megfelelnek a 990608-as és a 0604/02-es minták mágnesezési görbéi (50. és 53. ábra).

54. ábra: Egy AF csatolt multiréteg könnyűirányban vett mágnesezettségi hurka: (1) külső térre merőleges rétegmágnesezettségek, (2) nyomatékforgás (ferromágneses rend felé), (3) telítés, (4) nyomatékforgás (antiferromágneses rend felé), (5) külső térre merőleges rétegmágnesezettségek, (6) nyomatékforgás (ferromágneses rend felé), (7) negatív irányú telítés, (8) nyomatékforgás (antiferromágneses rend felé)



Ennek a folyamatnak a megfigyelésére a lineáris CEMS polarimetria kiválóan alkalmas. Ehhez a polariméterbe úgy raktam be a mintát, hogy a rá adott külső tér párhuzamosan legyen az egyik könnyű iránnyal. A polarizátor terét először a minta terével párhuzamosan állítottam be, majd 45°-os lépésekkel forgattam, és minden lépésnél felvettem egy spektrumot. Ezzel a módszerrel egy adott térnél mindkét könnyű- és nehéz mágnesezési irányban ki tudom mérni a mágnesezettséget, négy spektrum felvételével. Az egyes polarizátorállásoknál felvett spektrumokban mindig a merőleges intenzitás arányát vizsgáltam, ami a polarizátor aktuális állására merőleges irányban ad információt a rétegmágnesezettségek intenzitásáról. Az egyes irányok az 55. ábra alapján azonosíthatók be.

55. ábra: A könnyű irányban végzett lineáris polarimetria kísérletek elrendezése. A mintára adott külső térhez képest beazonosíthatók a minta egyes polarizátor állásokban vizsgált mágnesezési irányai.

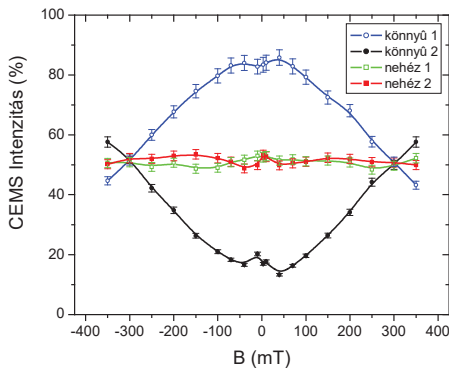


A polariméter elektromágnes, amivel a mintát mágnesezzük, nem tud akkora teret létrehozni, amellyel ezeket a mintákat telítésbe lehet vinni. Hosszú távon, azaz annyi ideig, ami egy spektrum felvételéhez szükséges, csak ± 350 mT-t lehet vele tartani. Emiatt az 54. ábrán bemutatott mágnesezési hurkot csak a 4-es és a 6-os, illetve a 8-as és a 2-es pontok között tudom vizsgálni. A kísérleteknél pozitív térből jöttem lefelé, vagyis a 4-es és 6-os pontok közötti tartományt vizsgáltam. Mivel a mágnesezési görbe nem mutat jelentős hiszterézist (50. ábra), az

ellentétes irányú vizsgálatokat nem tartottam szükségesnek. A kapott eredményeket a mintára adott tér függvényében az 56. ábrán tüntettem fel.

56. ábra: A 990608-as mintán, a négy mágnesezési irányban végzett térfüggő polarimetriai mérések eredménye.

Az ábrán jól látszik, hogy visszakaptuk, amit vártunk. A merőleges (1-es) könnyű irányban a remanencia közelében megnő az intenzitás, ugyanakkor a párhuzamos (2-es) könnyű

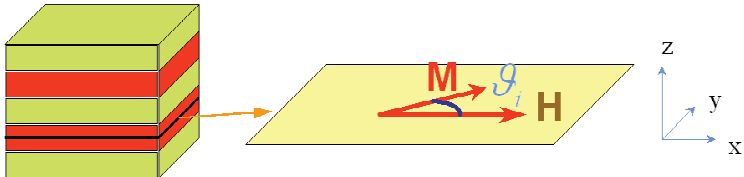


irányban lecsökken, ami megfelel annak, hogy az összes rétegmágneszettség befordul a merőleges könnyű irányba. A remanencia körül, mindkét könnyűirányban, ± 70 mT tartományban anomális viselkedést tapasztaltam, ami mérési hibával nem magyarázható, többször megismétltem a méréseket ebben a tartományban, és az anomália fennmaradt. A nehéz irányban az intenzitás végig 50 % körüli; ez abból adódik, hogy az egzakt nehézirányokban a mágneszettségek fizikailag nem tartózkodnak, itt a merőleges vetületüket látjuk, ami, mivel mindkét nehézirányra van minden egyes rétegmágneszettségnek vetülete, 50 % az egyes irányokban, a két irány együttesen adja ki a teljes mágneszettséget.

Az eredmények a Major Márton doktori értekezésében [156] kidolgozott modellel lettek leillesztve, ami a Fe-rétegek fajlagos mágneszettségét, anizotrópiaállandóját, és a réteg-réteg csatolást, mint végesméret-effektust veszi figyelembe. A modell a rendszer teljes energiáját az alábbi módon adja meg [157, 158]:

$$E = J \sum_{i=1}^{n-1} \cos(\vartheta_{i+1} - \vartheta_i) + B \sum_{i=1}^{n-1} \cos^2(\vartheta_{i+1} - \vartheta_i) + K_1 \sum_{i=1}^n \cos^2 \vartheta_i \sin^2 \vartheta_i - HM \sum_{i=1}^n \cos \vartheta_i,$$

ahol az első két tag a csatolási tag, a harmadik az anizotrópia, a negyedik pedig a Zeeman-tag. A kifejezésben lévő mennyiségek geometriai elhelyezkedésének a megértésében segít az 57. ábra.



57. ábra: A mágnesezettségi modellben szereplő mennyiségek geometriai elhelyezkedése.

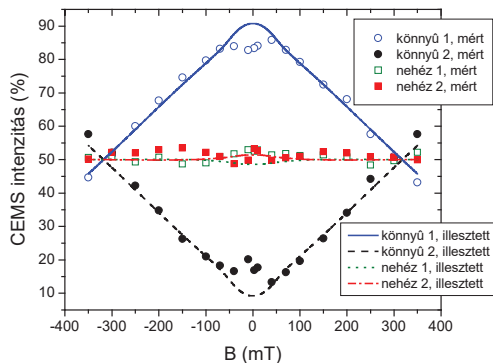
A modellel először a mágnesezettségi görbe lett leillesztve [156]. Az illesztésből megkaptuk a mágnesezési paramétereket. Ezek az M mágnesezettség, a B bikvadratikuss-, a K anizotrópia-, és a J csatolási tag; értékeik a következők:

$$M = 1,25 \cdot 10^6 \text{ A/m}, \quad K = 8,8 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3, \quad B = 9,3 \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2, \quad J = 3,89 \cdot 10^{-4} \text{ J/m}^2.$$

Ezeket a paramétereket használtuk az 56. ábrán bemutatott polarimetriai eredmények illesztésére is. Az illesztések eredményét az 58. ábra tartalmazza. Az illesztés kifejezetten jónak mondható, kivéve a már említett ± 70 mT-ás tartományban lévő anomáliát, amit nem tud értelmezni a modell, és egyetlen más bilineáris-bikvadratikuss modell sem, mivel a tér csökkenésével a mágnesezettségek antiferromágneses beállását várjuk. Megvizsgáltam, hogy az anomália mutat-e hiszterézises viselkedést.

58. ábra: A 990608-as mintán, könnyű irányban végzett lineáris polarimetriai mérések eredményének illesztése.

Ugyanis ha van hiszterézis a ± 70 mT-ás tartományban, akkor a mágnesezési görbében látható,



mintegy 5 % ferromágneses komponens (50. ábra) is okozhatta az anomáliát. Ennek ellenőrzésére a mérésorozatot ellenkező irányban, azaz a negatív maximális térből a pozitív maximális térbe haladva (az 54. ábrán a 8-asból a 2-es pontba jutva) is elvégeztem. Az eredményeket a ± 100 mT-ás tartományban az 59. ábrán tüntettem fel.

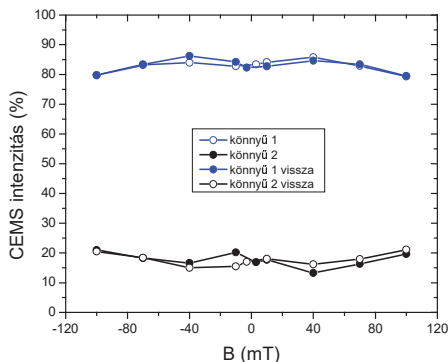
59. ábra: A 990806-os mintán végzett hiszterézisvizsgálat eredményei a két könnyűirányban, a ± 100 mT-ás tartományban. A remanencia körüli anomália nem mutat hiszterézises viselkedést.

Az ábra csak a két könnyű irány értékeit tartalmazza, a

nehézirányokban nincs anomália, nem szükséges külön feltüntetni a rájuk vonatkozó értékeket. Jól látszik, hogy nincs hiszterézises viselkedés; az egyes tereknél az értékek minimálisan különböznek, ami belül van a mérések pontatlanságán (59. ábra). Tehát nem a ferromágneses komponens okozza az anomáliát. Ezután egy extra, uniaxiális anizotrópiát adtunk a modellhez, ami esetleg a minta alakjából jöhetett be, de ez sem segített.

A modell emellett 0,7 T telítési teret jósol a mintára, ami egy kettes tényezővel kevesebb a kísérleti értéknél. Azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a mintában széles a telítési mágnesezettség eloszlása, és egyéb szempontból sem tökéletes (pl. extra anizotrópiák lehetnek benne, amit a növesztési körülmények okozhatnak). Ezért a bilineáris-bikvadratikus modell nem írja le tökéletesen a mintát, de amennyire a modell keretei között lehetett, leírtuk a méréseket.

A fent bemutatott méréseket elvégeztem a 0604/02-es mintán is, a 990608-as mintán bemutatottal megegyező módon (60. ábra).



60. ábra: A 0604/02-es mintán, könnyű irányban végzett lineáris polarimetriai mérések eredményei, és azok illesztése a módosított modellel.

A kísérleti

eredmények

hasonlóak az 56.

ábrán láthatóhoz,

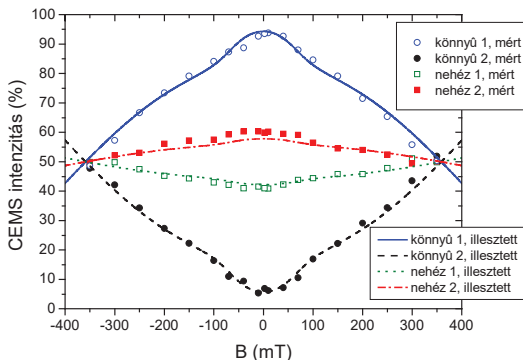
azaz itt is az 54. ábrán bemutatott folyamatok zajlanak le. Annyi a különbség, hogy itt hiányzik a másik mintánál a ± 70 mT-s tartományban talált anomália, valamint a nehéz irányokban az intenzitás a remanencia közelében 50 – 50 % helyett 60 – 40 % a 2-es nehéz irány javára. Erre a két minta eltérő szerkezete szolgálhat magyarázattal. Ezeket az eredményeket is illesztettük az imént bemutatott modellel. Az illesztés nagyon jól leírja a kísérleti értékeket. Az alábbi értékeket kaptuk a modellben szereplő tagokra:

$$M = 1,64 \cdot 10^6 \text{ A/m}, \quad K = 2,74 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3, \quad B = 4,79 \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2, \quad J = 5,444 \cdot 10^{-4} \text{ J/m}^2.$$

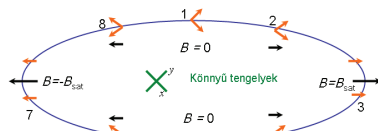
A mágnesezettség az irodalmi érték ($M = 1,717 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ [159]) 95 %-a, a többi érték is az irodalmi adatok által megengedett tartományon belül mozog. A fenti értékek a felhasználásával készültek a 60. ábrán látható illesztések. Itt a szabad paraméter a polarizáltság foka és a félreorientáltság volt. Eredményként 0,95 %-os polarizáltságot, és 5°-os félreorientáltságot kaptunk. Az elorientáltság a nehéz irányú intenzitások eltérő viselkedésére is magyarázatot ad.

V.4.4. A Rührig-állapot előállítása, a felületi spinátfordulás kísérleti kimutatása

Egy AF csatolt multirétég egzakt nehéz irányban történő mágnesezési hurka látható a 61. ábrán. A rétegmágnesezettségek a két, egymásra merőleges könnyű irányt preferálják remanenciában. A külső tér növelésével innen kimozdulnak, és a telítéskor összezáródnak a külső térrel párhuzamos nehéz irányban. A külső tér levételével fokozatosan visszaállnak a két merőleges könnyű irányba.



61. ábra: Egy AF csatolt multiréteg egzakt nehéz irányban vett mágneszettségi hurka: (1) egymásra merőleges rétegmágneszettségek a két könnyű irányban, (2) nyomatékforgás (ferromágneses rend felé), (3) telítés, (4) momentumok szétnyílása, (5) egymásra merőleges rétegmágneszettségek a két könnyű irányban, (6) nyomatékforgás (ferromágneses rend felé), (7) negatív irányú telítés, (8) nyomatékok szétnyílása

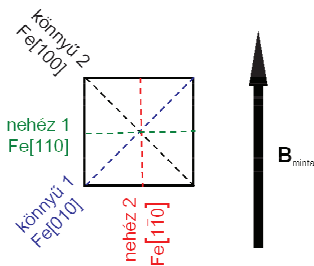


A külső tér irányának a megváltoztatásával ugyanez a folyamat játszódik le, ellentétes előjellel (61. ábra).

Antiferromágneses Fe/Cr rendszerben, az egzakt nehéz iránnyal párhuzamos mágnesezész esetén 45°-os spinátfordulás játszódik le.

62. ábra: Az egzakt nehéz irány beállításához használt elrendezés. A forrás tere a polarizátorban a mintához képest 45°-kal el volt forgatva.

Ekkor a kvadratikus (kéttengelyű) anizotrópiával rendelkező epitaxiális Fe/Cr multirétegben négyféle, egymásra kölcsönösen merőleges mágneszettségű



domént tartalmazó doménszerkezet alakul ki a könnyűirányok mentén. A kis domének csoportokba állnak össze, a csoportok, mint nagyobb domének eredő mágneszettsége párhuzamos, vagy ellentétes a külső térrel. Ez az ún. Rührig-állapot [26]. Ezt az állapotot a lineáris CEMS polariméterrel, nagy pontossággal elő lehet állítani. A megvalósításhoz a 62. ábrán vázolt elrendezésben, az egyik nehéz iránnyal párhuzamosan mágneseztem a mintát. A polarizátor tere ehhez képest 45°-kal elforgatva, az egyik könnyű iránnyal párhuzamosan állt. A felvett spektrumokban a merőleges, vagy a párhuzamos relatív intenzitás meghatározásával a polarizátor terével párhuzamos, vagy arra merőleges könnyű irány mágneszettségéről kapunk információt. Amikor egzakt nehéz irányban mágnesezzük fel a mintát, majd a nagy külső teret fokozatosan csökkentjük, a mágneses nyomatékok szétnyílnak, és egymásra merőlegesen, a két könnyű irányba egyenlő arányban állnak be, azaz a párhuzamos, és a merőleges intenzitás aránya a spektrumban

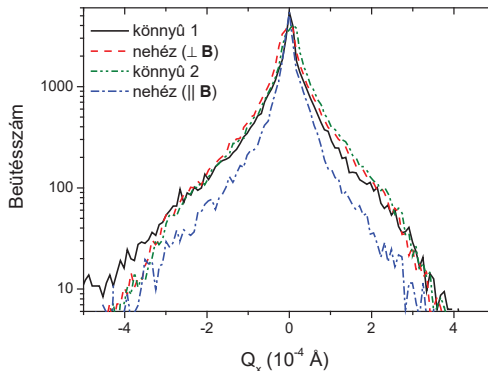
50–50 % (61. ábra). Ha a mintában a nehézirány egy kicsit is eltér a külső térrel vett párhuzamostól, ez az arány felborul, ami látszik a spektrumban. Ilyenkor a detektorra szerelt mikrométercsavarral, ami 0,1°-os, precíz forgatást tesz lehetővé, állítunk a mintán, majd azt ismét felmágnesezzük, és felveszünk egy spektrumot. Az állítást és a mágnesezést addig ismételjük, amíg meg nem kapjuk az 50–50 %-os arányhoz tartozó spektrumot, ami 1 %-on belüli pontossággal könnyen végrehajtható.

Az így előkészített mintán először SMR, majd és PNR vizsgálatokat végeztünk, mivel a domén csoportok a térrel párhuzamos irányban terjednek ki, merőlegesen kis domének látszanak, ami a diffúz SMR, illetve PNR szórási csúcs szélességének változásából lehetett analizálni. Ez a változás fordítottan arányos a domén méret változásával, azaz domén durvulás esetén keskenyedés, domén méret-csökkenés esetén kiszélesedés tapasztalható.

A szinkrotronos Mössbauer-reflektometriát, azaz az SMR-t már ismertettem korábban. Az SMR méréseket az ESRF ID18-as nyalábjánál [129] végeztük. Az előkészített mintán mind a négy (két könnyű, és két nehéz) mágnesezettségi irányban elvégeztük az SMR mérést (63. ábra). Akkor tapasztalható a domén durvulás, vagyis csúskeskenyedés, amikor a külső tér párhuzamos a hullámvektorral, a merőleges nehéz irányban az eredeti, kisdoménes állapotot, míg a könnyű irányokban egy köztes állapotot látunk, amelynek diffúz szórási görbéje gyakorlatilag megegyezik a kisdoménes állapottal. (63. ábra). A Rührig-állapot kis elsődleges doménekből áll, melyek nagyobb csoportokba állnak össze, amelyekben a felső réteg teljes mágnesezettsége párhuzamos, vagy ellentétes a legutóbb látott térrel [26]. A könnyű irányban végzett SMR mérések esetén csak a felső rétegben, a hullámvektorral párhuzamosan/ellentétesen álló AF domének vesznek részt a mágneses szórásban, a merőlegesek nem. Ezért kapjuk az eredeti domén méretnek megfelelő eredményt. A nehéz irányban végzett mérések esetén is a hullámvektorral párhuzamosan/ellentétesen álló AF domének vesznek részt a mágneses szórásban, a merőlegesek nem. A kis domének csoportosulását figyelve a legutóbb látott külső térrel párhuzamos irányban nagy domének, míg az erre merőleges irányban kisdomének látszanak, ami eltérő szélességű görbéket eredményez (63. ábra). Ezzel a szélességváltozással kimutattuk a Rührig-állapotot.

Ezek után polarizált neutronreflektometriával ismételtük meg a kísérletet. A PNR méréseket a Dubnai Egyesített Atommagkutató Intézet IBR-2-es impulzusreaktora REMUR polarizált neutronspektrométerénél [160] végeztük.

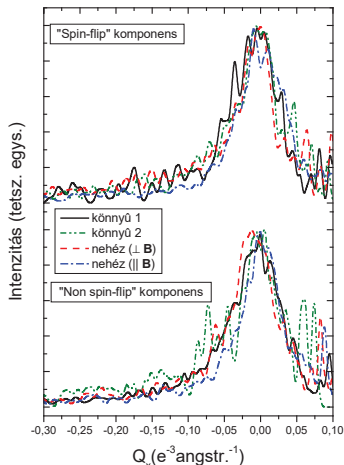
63. ábra: A 990608-as mintán, az egzakt nehéz irány beállása után végzett SMR mérések eredménye. Akkor van csak keskenyedés a diffúziós csúcshoz képest, vagyis doméndurulás, amikor a külső térrel párhuzamos nehéz irányt vizsgáljuk, a merőleges nehéz irányban az eredeti, kisdomén



állapotot, míg a könnyű irányokban egy köztes állapotot látunk, amelynek diffúz szórási görbéje gyakorlatilag megegyezik a kisdomén állapotával.

A kapott eredményeket a 64. ábrán tüntettem fel. A méréseknél használtunk egy spinátfordítót, „spinflippert” is, ami a mintán reflektálódott neutronok spinjeit 180°-kal elfordítja. Bekapcsolt és kikapcsolt spinátfordítóval is felvettük a spektrumot, így kaptuk meg a „spin-flip” (sf), és a „non spin-flip” (nsf) komponenst.

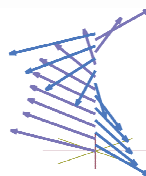
64. ábra: Az egzakt nehéz irányba beállított mintán végzett PNR mérések eredménye. Az egyes mágnesezési irányokban felvett görbék gyakorlatilag egyformák mind az sf, mind az nsf esetben, ezért PNR-rel nem sikerült kimutatni a Rührig-állapotot.



Erre azért volt szükség, mert a párhuzamos/merőleges alrétegmágnesezettségek más csatornában (nsf/sf) jelennek meg. A 64. ábrán mindkét komponenst feltüntettem. A mérést az SMR-hez hasonlóan mind a négy mágnesezési irány mentén elvégeztük. A doménméretre most is a görbék félértékszélességéből lehet következtetni. Az SMR-rel ellentétben most a beállításkor alkalmazott külső térrel párhuzamos nehéz irányban felvett görbe sem tér el a többitől, minden görbe gyakorlatilag egyforma, mind az sf, mind az nsf esetben. Tehát az ugyanolyan paraméterek mellett végzett PNR méréseknél nem kaptunk effektust.

A szimulációk szerint a folyamat felületi spinátfordulással („surface spin flop”) [161 - 165] zajlik.

65. ábra: A felületi spinátfordulás esetén az egyes rétegek mágnesezettségei a felületről indulva, egyenként, egymás után fordulnak el, szemben a térfogati spinátfordulással, ahol a mágnesezettségek átfordulása az összes rétegben egyszerre történik.



Míg a korábban bemutatott térfogati spinátfordulás esetén az összes réteg mágnesezettsége egyszerre fordul át a számára kedvezőbb irányba, itt a rétegek a felületről indulva, egyenként, egymás után teszik ugyanezt (65. ábra).

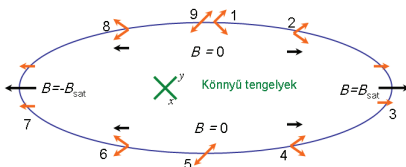
Az így kialakult rendszerben az alsó- és felső rétegek egymás tükörképei, amelyek hatása a nagy behatolási mélységű neutronok esetén kiátlagolódik, ezért nincs effektus. Ugyanakkor a magrezonáns, 0,86 Å-ös szinkrotronsugárzás behatolási mélysége kicsi, így az a szimmetrikus rétegszerkezet felső felét lényegesen jobban érzékeli, mint az alsót, így SMR-rel az effektus egyértelműen kimutatható. A két kísérlet eredményének különbözősége így a felületi spinátfordulás közvetett kísérleti bizonyítéka.

V.4.5. Az egzakt nehéz irányból történő elorientálás utáni spinátfordulás kimutatása

Az egzakt nehéziránynál érdekesebb, ha a minta kissé földre van orientálva. Az ilyenkor érvényes mágnesezési hurkot a 66. ábra mutatja. A legfőbb különbség az egzakt nehézirányhoz képest az, hogy a telítésből lefelé jövet az egyik, a külső tér irányához közelebb lévő könnyű irány kitüntetetté válik, és a teljes mágnesezettség ide fordul be. A

külső tér irányának a megváltoztatásával ugyanez a folyamat játszódik le, ellentétes előjellel (66. ábra). A kísérleteknél először beállítottam az egzakt nehéz irányt, majd elfordítottam 3°-kal (67. ábra).

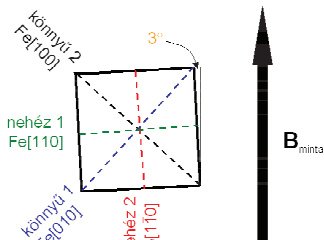
66. ábra: Egy AF csatolt multiréteg félreorientált nehéz irányban vett mágneszettségi hurka: (1) egymásra merőleges rétegmágneszettségek a két könnyű irányban, (2) nyomatékforgás



(ferromágneses rend felé), (3) telítés, (4) nyomatékok szétnyílása, (5) a teljes mágneszettség átbillen a kitüntetett könnyű irányba, (6) nyomatékforgás (ferromágneses rend felé), (7) negatív irányú telítés, (8) nyomatékok szétnyílása, (9) a teljes mágneszettség átbillen a kitüntetett könnyű irányba

A polarizátort most is négy, 45°-os lépésben mozgattam, az egyes mágnesezési irányokkal párhuzamosan, hasonlóan a könnyű irány esetéhez. Ebben az esetben is minden térnél négy spektrumot vettem fel.

67. ábra: Az elorientált nehéz irányban végzett lineáris polarimetriai kísérletek elrendezése. A mintára adott külső térhez képest beazonosíthatók a minta egyes polarizátorállásokban vizsgált mágnesezési irányai.

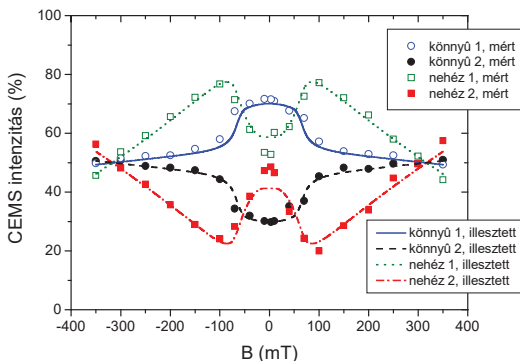


A kapott eredményeket a 68. ábrán tüntettem fel. Az egyes irányok a 67. ábra alapján beazonosíthatók. Visszaadja a mágnesezési

hurok alapján vártakat. Remanenciában a 1-es, kitüntetett könnyű irány intenzitása megnő, és az 1-esé lecsökken, ami annak felel meg, hogy a teljes mágneszettség befordul a kitüntetett könnyű irányba. A befordulás közben előbb még az 1-es nehéz iránnyal áll be párhuzamosan. Ez magyarázza, hogy 100 mT-nál az 1-es nehéz irányban maximális az intenzitás. Ez a tér további csökkenésével lecsökken, amikor a teljes mágneszettség átfordul a 1-es, kitüntetett könnyűirányba. Az eredményeket a könnyű irányú méréseknél bemutatott modellel [156] illesztettük. A könnyű irányú esettől (56. ábra) eltérően itt kevésbé tapasztalható a remanencia körüli anomális viselkedés, csupán a nehéz irányban felvett görbék térnek el valamelyest a ± 10 mT-ás tartományban.

68. ábra: A 990608-as mintán, elorientált nehéz irányban végzett lineáris polarimetriai mérések eredményei, és azok illesztése a módosított modellel.

A modell ezt a tartományt nem írja le tökéletesen, a



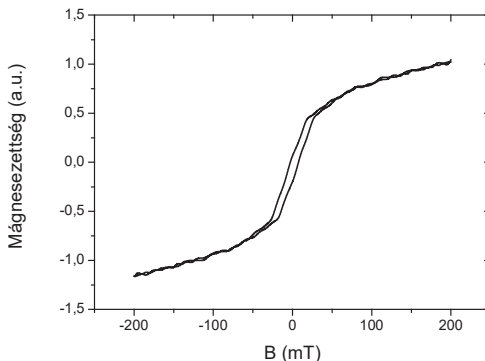
végkövetkeztetés megegyezik az V.4.3. fejezetben az erre a mintára mondottakkal. A rendszeren végzett szimulációk azt mutatják, rétegmágnesezettségek a kitüntetetté váló könnyű irányba felületi spinátfordulással állnak be [156].

V.4.6. Egytengelyű spinátugrás kimutatása egy aszimmetrikus Fe/Cr hármásrétegen

A Mössbauer-technikával végzett vékonyréteg-vizsgálatokban előszeretettel használják az ún. izotópnymjelző technikát. Ilyen vizsgálatokat korábban nagyberendezésekkel, pl. szinkrotronnal végeztek [59]. L'abbé, és munkatársai egy $\text{MgO}(100)/\text{Cr}(11,1 \text{ nm})/^{56}\text{Fe}(5 \text{ nm})/\text{Cr}(1,1 \text{ nm})/^{57}\text{Fe}(5 \text{ nm})/\text{Cr}(1,1 \text{ nm})/^{56}\text{Fe}(5 \text{ nm})/\text{Cr}(4,4 \text{ nm})$ antiferromágnesesen csatolt ötösrétegen végeztek magrezonáns magnetometriát. Módszerük meglehetősen bonyolult kísérleti elrendezést, és mindemellett szinkrotront igényel. Ugyanez sokkal egyszerűbben megvalósítható a már bemutatott elliptikus CEMS polariméterben [120]. Ehhez a L'abbé által használttól némileg eltérő 8103-as aszimmetrikus, AF-csatolt hármásréteget használtunk. Felvettük a minta mágnesezettségi görbéjét, könnyű mágnesezési irányban (69. ábra). A mágnesezettségmérés a KFKI RMKI-ban található, házi építésű magnetooptikai Kerr-berendezéssel (MOKE) [166] végeztük. A mágnesezési görbe mutatja az antiferromágneses csatolást, ugyanakkor a ferromágneses járulék is jelentős (69. ábra). A mintát úgy raktam be a mágnesezőbe, hogy az egyik mágneses könnyű iránya párhuzamosan álljon a külső tér beállításával.

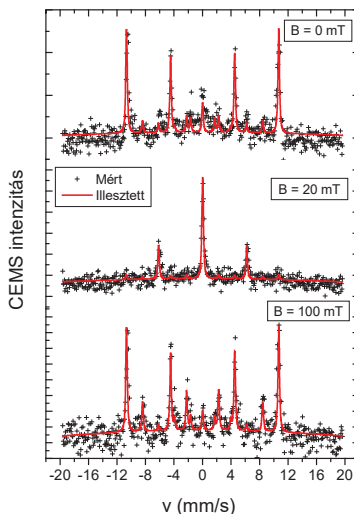
69. ábra: 8103-as aszimmetrikus, AF-csatolt hármásréteg könnyűirányban felvett mágnesezési görbéje.

A mintát átmágneseztem, és felvettem a spektrumát, ami azt mutatta, hogy ellentétesen áll a ^{57}Fe réteg mágneszettsége a forrás teréhez képest (70. ábra).



70. ábra: A 8103-as aszimmetrikus, AF-csatolt hármásrétegen, külső térben felvett néhány spektrum. Remanenciában a forráshoz képest ellentétesen áll a ^{57}Fe réteg mágneszettsége, majd a tér növelésével, 20 mT-nál egy spinátúgrással párhuzamosba vált. A tér további növelésével visszafordul az ellentétes állásba.

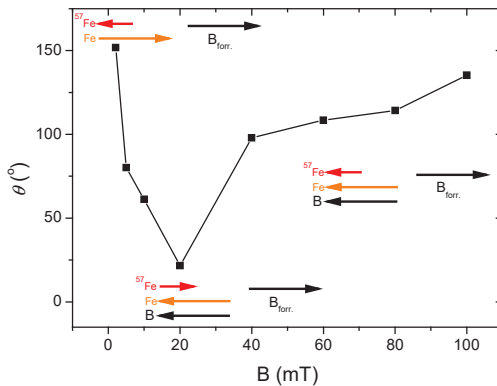
Ezután a minta terének az előjelét megfordítottam, majd elkezdtem növelni a nagyságát. A spektrumokban a párhuzamos cirkuláris intenzitás részaránya növekedésnek indult, majd viszonylag kis (20 mT) térnél a rezonáns réteg mágneszettsége átfordult a forrás terével párhuzamos (vagyis a külső térrel ellentétes) irányba (70. ábra). A spektrumokat a már bemutatott, blackness-effektust is figyelembe vevő módszerrel [135] értékeltem ki. A kiértékelésnél a



mágnesezettség irányát a síkhoz rögzítettem, azaz nem engedtem, hogy a síkból kiálljon, a mintában és a forrásban egyaránt. Ezt a gyors térátugrást egy egytengelyű (uniaxiális) spinflop jelenséggel lehet magyarázni.

| B (mT) | $\theta_{57}(^\circ)$ | $\varphi_{57}(^\circ)$ |
|-------------------|-----------------------|------------------------|
| 2,11 (remanencia) | $151,8 \pm 1,96$ | $260 \pm 0,58$ |
| 5 | $80,14 \pm 1,36$ | $270,92 \pm 0,11$ |
| 10 | $61,21 \pm 1,73$ | $272,91 \pm 0,14$ |
| 20 | $21,67 \pm 2,91$ | $283,42 \pm 1,69$ |
| 40 | $97,92 \pm 1,48$ | $269,27 \pm 0,12$ |
| 60 | $108,47 \pm 1,84$ | $268,24 \pm 0,15$ |
| 80 | $114,17 \pm 1,91$ | $267,63 \pm 0,16$ |
| 100 | $135,24 \pm 1,84$ | $264,66 \pm 0,22$ |

8. táblázat: A 8103-as aszimmetrikus, AF csatolt hármásréteg ^{57}Fe rétege mágnesezettségének irányát meghatározó polár- és azimutszögek térfüggése.



71. ábra: A 8103-as aszimmetrikus, AF-csatolt hármásréteg ^{57}Fe rétege mágnesezettsége irányának a külső tértől való függése. A 70. ábrán kiválasztott tértértekeknél külön is feltüntettem nyilakkal a ^{57}Fe , illetve a Fe réteg mágnesezettségének irányát a mintára adott B, és a forrásra adott $B_{\text{forr.}}$ tér irányához viszonyítva.

A külső tér további növelésével a ^{57}Fe réteg mágnesezettsége befordul a külső térrel párhuzamos irányba, azaz a forráshoz képest ismét ellentétesen áll (70. ábra). A forrás polárszöge $\theta_r = 10^\circ \pm 1,48^\circ$ -nak, a mintáé $\theta_m = 5,27^\circ \pm 0,13^\circ$ -nak adódott, ami nagyon jól egyezik a kísérleti paraméterekkel (10° és 5°). A forrás azimutszögét 0° -ban rögzítettem le. Emellett csak a ^{57}Fe réteg mágnesezettségét illesztettem, a természetes Fe rétegét nem. Az egyes tereknél a ^{57}Fe rétegre kapott θ és φ értékeket a 8. táblázatban összesítettem. A korábbiakban (5. táblázat) látható volt, hogy a spektrumalak ezeknél a bedöntéseknél nem függ jelentősen az azimutszögtől, az nem határozható meg egyértelműen. A továbbiakban ezért csak a polárszöggel foglalkozom. A ^{57}Fe réteg polárszögének térfüggése látható a 71. ábrán. Jól látszik, amit vártunk, vagyis a remanenciában a forráshoz képest közel ellentétesen mágnesezettség a külső tér növelésével hirtelen átfordul a közel párhuzamos irányba 20 mT-val bezárólag, majd a tér további növelésével visszafordul a forrással ellentétes, de a külső térrel párhuzamos irányba (71. ábra).

V.4.7. Antiferromágneses Fe/Gd hármásréteg mágnesezettség-vizsgálata

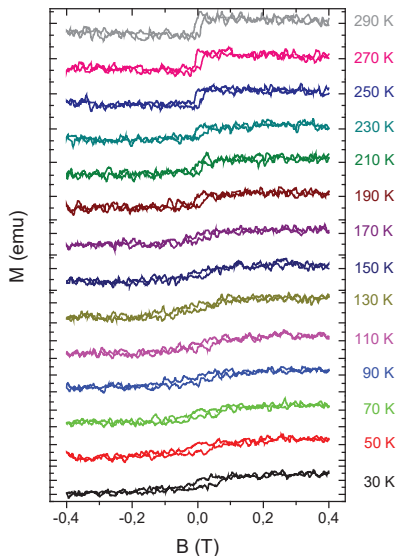
Ahogy a fejezet elején már említettem, a Fe/Gd rendszer az egyik legegyszerűbb példa a ferromágneses rétegek közötti erős felületi antiferromágneses csatolásra. A rendszer jellemzője egy ún. T_{comp} kompenzációs hőmérséklet [152, 155], amely alatt a Gd, fölötté a Fe mágnesezettsége dominál, a két állapot között a Fe réteg mágnesezettsége előjelet vált. Ez az előjelváltás teszi érdekessé a rendszert polarimetriai vizsgálatok számára.

A vizsgálatokhoz a korábban már bemutatott F0820 jelű Gd/ ^{57}Fe /Gd hármásréteget választottuk, amely – mivel a Fe réteg Mössbauer-rezonáns ^{57}Fe -ből készült – alkalmas polarimetriai vizsgálatokra. Először ellenőrizni kellett, hogy a minta alkalmas-e a céljainknak, azaz mutatja-e a fentiekben említett viselkedést, a kompenzációs hőmérsékletet, és a hozzá tartozó előjelváltást. Ennek eldöntésére rezgőmintás magnetométerrel hőmérsékletfüggő mágnesezettség-mérések történtek (72. ábra). A mágnesezettség görbékből látszik, amit vártunk, vagyis magas és alacsony hőmérsékleten ferromágneses viselkedés tapasztalható. A kettő között a két mágnesezettség kompenzálja

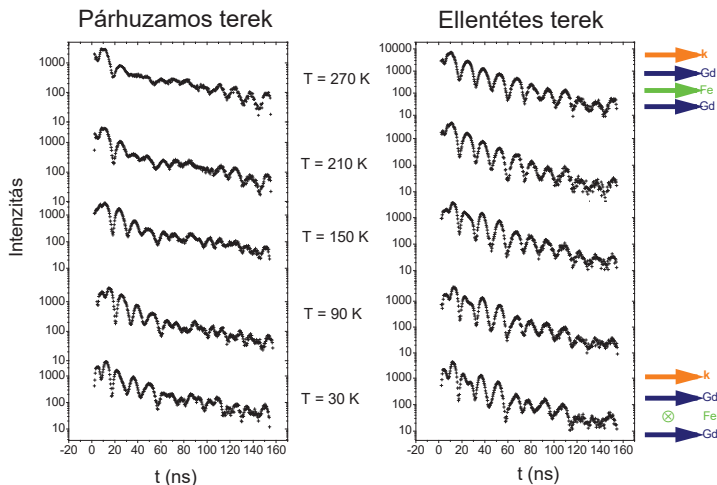
egymást; a kompenzációs hőmérséklet 130 K. A minta az elvárt módon viselkedik, alkalmas a tervezett polarimetriai kísérletekre.

72. ábra: Az F0820-as Fe/Gd minta hőmérséklet függvényében végzett mágneszettségméréseinek eredménye. Magas hőmérsékleten a Fe, alacsonyon a Gd mágneszettsége dominál. A kettő 130 K-en kompenzálja egymást: ez a kompenzációs hőmérséklet.

A mintán hőmérsékletfüggő szinkrotronos elliptikus Mössbauer-polarimetriai méréseket végeztünk. A sűrű beesésben szóródott polarizált γ -fotonok időspektrumát vettük fel. A méréseket most is Grenoble-ban, az ESRF ID18-as nukleáris rezonanciaszórás nyalábjánál [129] végeztük. A szolenoidban mágneszett, döntött



polarizátor paraméterei megegyeztek az előreszórásos kísérletekben alkalmazottakkal. A mintát egy szupravezető-kriosztátban mágnesztük át; az alkalmazott tér 400 mT volt. A mérési elrendezés annyiban különbözött a Fe hármassrétegen alkalmazottól (38. ábra), hogy a permanens mágnesek helyére került a szupravezető kriosztát. A kriosztáttal biztosítottuk a hőmérséklet változtatását is, szobahőmérsékletről egészen 30 K-ig hűtöttük le. A minta a kriosztátban egy háromtengelyű goniométerre volt rögzítve, ami lehetővé tette a precíz pozicionálást. A spektrumokat a polarizátorra és a mintára adott párhuzamos- és ellentétes terek esetén is felvettük, gyakorlati okok miatt a polarizátoron változtattuk a tér előjelét. A hőmérséklettel gyakorlatilag szobahőmérsékletről (270 K) 60 K-es lépésekben mentünk le 30 K-re. A kapott spektrumok a 73. ábrán láthatók.



73. ábra: Az F0820-as mintán végzett hőmérsékletfüggő mérések eredményei. A várakozással ellentétben 30 K-en nem 180° -ban fordul el a Fe réteg mágnesezettsége, hanem merőlegesen áll be a Gd-hoz, és a hullámvektor irányához képest, amit egy, a Gd-ban lévő mágneses kicserélődési rugó okozhat. Ennek megfelelően a 30 K-en, párhuzamos, és ellentétes külső tereknél felvett spektrumok közel egyformák.

Azt vártuk, hogy a kompenzációs hőmérséklet alatt megtörténik a Fe réteg 180° -os elfordulása. Azaz a szobahőmérsékleten, párhuzamos, ill. ellentétes tereknél kapott spektrumalakokat 30 K-en fordítva kapjuk vissza, pl.: ellentétes tereknél a párhuzamos alakot. A kísérletek elvégzése után azonban a két térelrendezésnél közel azonos spektrumalakot kaptunk. A logikus magyarázat az, hogy a Fe mágnesezettsége merőlegesen áll az optikai tengelyre, hiszen ebben az esetben mindkét térelrendezésre merőleges, ezért a spektrumok is hasonlóak lesznek, és emlékeztetnek a merőleges mágnesezettség esetén, súroló beesésben szimulált időspektrumok alakjára [167]. A jelenség megértése még további vizsgálatokat igényel, valószínűleg egy, a Gd-ban lévő mágneses kicserélődési rugóhatás okozza.

VI. Összefoglalás

A mágnesezettség iránymeghatározása antiferromágneses rendszerek esetén nem egyszerű feladat. A dolgozatban bemutattam egy általunk kifejlesztett módszert, a Mössbauer-polarimetriát, ami érzékeny a hiperfinom tér irányára. Konverziós-elektron Mössbauer-spektroszkópiára (CEMS) átvittetve a módszert, az alkalmas multiréteg minták vizsgálatára is.

Lineáris polarizáció a tér beállására, cirkuláris az előjelére érzékeny. Elliptikus polarizáció esetén a mágnesezettség beállása és előjele is meghatározható. A módszert előtűnk csak transzmisszióban használták, CEMS-ben még nem. Ehhez megépítettem a lineáris, és az elliptikus CEMS polarimétert. Az elliptikus polarimetriát átültettem a szinkrotronos Mössbauer-spektroszkópiára is.

Mivel előtűnk még nem végeztek CEMS polarimetriát, a spektrumok kiértékelésére sem volt elfogadott módszer. Az elliptikus polarimetriai spektrumok is felbonthatók lineáris- és cirkuláris alspektrumokra. Ezek az alspektrumok tovább bonthatók, négy összetevőt kapunk, ezek az összetevők egy lineárisan független bázisrendszert alkotnak, és visszanyerhető belőlük a polár- és az azimutszög értéke, ami leírja a mágnesezettség irányát. Ehhez sok olyan közelítést, és elhagyást kell tennünk, ami csak vékonyminta esetére érvényes. A γ -fotonok kisszögű beesése esetén a különféle másodlagos folyamatokban keletkezett, kis kihatolási mélységű elektronokat is figyelembe kell venni. Az erről már korábban meglévő elméletet továbbfejlesztettük, és kiterjesztettük polarizált sugárzás, illetve vastag forrás esetére.

Lineáris- és elliptikus polarimetriával antiferromágnesesen csatolt Fe/Cr multirétegeket vizsgáltam. Lineáris polarimetriával kimutattam a térfogati spinátfordulást. Nagyobb terek esetén a rétegmágnesezettségek viselkedését egy modellel értelmeztem. Közvetett kísérleti bizonyítékot találtam a felületi spinátfordulásra. Elliptikus polarimetriával egy aszimmetrikus, antiferromágneses Fe/Cr hármásrétegben egy egytengelyű spinátfordulást találtam.

Szinkrotronos elliptikus polarimetriával egy Gd/Fe/Gd hármásréteget vizsgáltam, és egy mágneses kicserélődési rugó effektust találtam.

VII. Summary

The determination of the direction of layer magnetization in the case of antiferromagnetic systems is by no means a trivial problem. In the present thesis I describe Mössbauer polarimetry, a method developed by us that is sensitive to the direction of the hyperfine field. This method, combined with conversion-electron Mössbauer spectroscopy (CEMS), is appropriate for investigating magnetic multilayers.

Linearly polarised resonant photons are sensitive to the alignment; circularly polarised ones to the sign of the hyperfine field. By elliptically polarised photons the alignment and the sign of the magnetisation can be determined. Previously, the method was used only in transmission rather than in CEMS. I have built linear and elliptical CEMS polarimeters. Furthermore, I have applied elliptical polarimetry to synchrotron Mössbauer spectroscopy.

CEMS polarimetry is a new method and, therefore, no established method for the evaluation of such spectra existed. Spectra of elliptical polarimetry can be decomposed into linear and circular subspectra. These subspectra can be further decomposed into four components forming a linearly independent basis system. By this scheme the polar- and azimuth angles determining the direction of the magnetisation can be calculated. This approximation is only valid in case of thin sample. In the case of low-angle incidence of γ -photons, amongst secondary effects also electrons of small escape depth have to be considered. We improved the already existing theory and extended it to the cases of polarised radiation and of thick source.

I have examined antiferromagnetic Fe/Cr multilayers using linear and elliptical polarimetry. I have demonstrated the bulk spin flop by linear polarimetry. In the case of higher fields, I have described the behaviour of the layer magnetizations by a spin-chain model. I have found an indirect experimental evidence for the surface spin flop. I have found an evidence of uniaxial spin flop in an asymmetric Fe/Cr trilayer, using elliptical polarimetry.

I have examined a Gd/Fe/Gd trilayer and found a magnetic exchange spring effect using synchrotron Mössbauer polarimetry at grazing incidence.

Tézisek

Kutatómunkám során az alábbi tézispontokban összefoglalható eredményeket értem el:

- I. Demonstráltam a $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrással végzett lineáris Mössbauer-polarimetriát transzmisszióban. Konverzióelektron-Mössbauer-spektroszkópiát (CEMS) korábban nem alkalmaztak külső teres mágnesezettségvizsgálatokra. Igazoltam, hogy a külső mágneses tér elektronokra gyakorolt eltérítő hatása elhanyagolható és nem rontja az elektrondetektálás hatásfokát. Megterveztem és megépítettem a világ első ($^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrással működő) *lineáris* CEMS polariméterét, és mérésekkel demonstráltam, hogy a módszer működik elektronvisszaszórásban, azaz CEMS-ben is [TF1].
- II. Demonstráltam a $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrással végzett elliptikus Mössbauer-polarimetriát transzmisszióban. Annak bizonyítására, hogy a módszer CEMS-ben is működik, megterveztem és megépítettem a világ első $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ forrással működő *elliptikus* CEMS polariméterét [TF2].
 - a) A polariméterben a minta mágnesezéséhez egy egyedi, hat permanens mágnesből álló mágnesezőt terveztünk, és építettünk meg, amelyben az egyes permanens mágnesek egymáshoz kötött forgásuk közben terük eredőjének csak az optikai tengellyel párhuzamos és a forgatási szögtől függő, ($\pm 0,13$ T között változó) komponense van, ezáltal biztosítva a minta longitudinális mágnesezését [TF2].
 - b) Az elliptikus CEMS-polariméter másik fő eleme az egyedi, saját tervezésű kisszögű és merőleges beesésre tervezett CEMS detektor [TF2]. Ezt a detektort lengyel partnereink is sikerrel alkalmazták $^{57}\text{FeSi}$ szűrővel működő cirkuláris CEMS polarimetriai kísérleteikben [OW].
- III. Kidolgoztam a szinkrotronos Mössbauer-polarimetriának egy új módszerét, amely a szinkrotronsugárzás eredetileg lineáris polarizációját egy Zeeman-felhasadt magrezonáns szűrővel (egy longitudinálisan mágnesezett, ultravékony ^{57}Fe fóliával) alakítja (csaknem) cirkulárisrá [TF3].
 - a) Előreszórásban végzett mérésekkel demonstráltam a szinkrotronos Mössbauer-polarimetria alkalmazhatóságát [TF3].

- b) Súroló beesésben végzett szinkrotronos Mössbauer-polarimetriai mérésekkel megmutattam, hogy az a rétegmágnesezettség (beállásának és *előjelének* meghatározására alkalmas.
- IV. Megmutattam, hogy elliptikus Mössbauer-polarimetriában vékony forrás és vékony minta esetén a mért spektrum négy alspektrum lineáris kombinációjaként állítható elő. Az így kapott három független együtthatóból meghatároztam a hiperfinom mágneses tér polárszögét a forrásban és a mintában, továbbá meghatároztam a két hiperfinom tér vektor azimutszögeinek különbségét is [TF4].
- V. A IV. pontban kifejtett kiértékelési módot alkalmaztam a CEMS-polarimetria esetére.
- a) Kísérletileg megmutattam, hogy az említett kiértékelési módszer merőleges beesésben felvett spektrumok esetén jól működik, míg a kisszögű beesésben felvett spektrumok esetén mutakozó jelentős eltéréseknek a vastagságeffektus az oka [TF2].
- b) Sajti Szilárd elméletére támaszkodva megmutattam, hogy a kisszögű mérésnél a relatív intenzitásokat befolyásoló vastagságeffektust milyen módon lehet figyelembe venni. Kidolgoztunk egy, polarizált forrásra és mintára, kis beesési szögben végzett integrális CEMS mérések kiértékelésére alkalmas módszert, az irodalomban először adva meg helyesen a relatív intenzitásokat vastag (vagy erősen döntött) mintákra [SSz].
- VI. Fentiek alkalmazásaként vizsgáltam a rétegmágnesezettség viselkedését $^{57}\text{Fe}/\text{Cr}$ multiréteg antiferromágnesekben.
- a) Lineáris polarimetriával kimutattam a térfogati spinátfordulás („bulk spin flop”) jelenségét [TF1]. Ez az eredmény laborkörülmények között egyedülálló. Korábban a bulk spin flop jelenségét reaktornál polarizált neutron-reflektometriával (PNR), illetve szinkrotronnál szinkrotronos Mössbauer-reflektometriával (SMR) volt lehetséges észlelni.
- b) Lineáris polarimetriával a Fe könnyű mágnesezési irányában történt mágnesezés esetére analizáltam a rétegmágnesezettségek beállását a tér függvényében. Az eredményeket egy, a Fe-rétegek fajlagos

mágnesezettségét, anizotrópiaállandóját, és a réteg-réteg csatolást, mint végesméret-effektust figyelembe vevő modellel a Fe mágneses anizotrópia, és a Fe/Cr rendszer csatolási paraméterei felhasználásával leírtuk.

- c) Az egzakt nehéziránnyal párhuzamos mágneses telítést követő remanenciában a könnyűirányok mentén kialakuló, négyféle, egymásra kölcsönösen merőleges mágnesezettségű doméneket tartalmazó szerkezet alakul ki. Ezt a korábban MOKE mikroszkópban megfigyelt mágneses szempontból teljesen kompenzált (Rührig-)állapotot a lineáris CEMS polariméterben nagy pontossággal elő tudtam állítani. SMR diffúz szórási csúcs szélességének változásából megállapítottam, hogy a domének a térrel párhuzamos irányban kiterjednek, merőleges irányban viszont a domének kis méretűek maradnak. A diffúz csúcs szélességének változását azonban PNR-rel ugyanazon a mintán azonos mágneses előélet után sem tapasztaltam. Értelmezésem szerint – mivel a felületi spinátfordulással kialakuló rétegmágnesezettség-szerkezetben az alsó és felső rétegek egymás tükörképei – a nagy behatolási mélységű neutronok esetén a kis és nagy domének járulékai kiátlagolódnak. A 0,086 nm-es hullámhosszú szinkrotronsugárzás behatolási mélysége kicsi, így az a szimmetrikus rétegszerkezet felső felét lényegesen jobban érzékeli, mint az alsót. A két kísérlet eredményének különbözőségét ezért a *felületi* spinátfordulással közvetett kísérleti bizonyítékának tekintem.
- d) Lineáris polarimetriával megmutattam az egzakt nehéz iránytól történő elorientálás utáni spinelfordulást. A rendszeren végzett szimulációk azt mutatják, hogy a rétegmágnesezettségek az elorientálás következtében kitétetetté váló könnyűmágnesezési irányba felületi spinátfordulással állnak be.
- e) Elliptikus polarimetriával egy aszimmetrikus (egy vékonyabb felső, magrezonáns ^{57}Fe és egy vastagabb természetes vasból álló ^{nat}Fe réteg között Cr-ot tartalmazó $\text{MgO}(001)^{nat}\text{Fe/Cr}/^{57}\text{Fe}$ epitaxiális hármásrétegen nyomon követtem a vékonyabb, rezonáns ^{57}Fe réteg külső tér hatására

történő viselkedését. 20 mT-nál egy egytengelyű spinátugrást tapasztaltam. Laborkörülmények között ezek a vizsgálatok is egyedülállóak.

- VII. Elliptikus szinkrotronos Mössbauer-polarimetriával vizsgáltam a $\text{Gd}(7\text{ nm})/^{57}\text{Fe}(7\text{ nm})\text{Gd}(7\text{ nm})$ rendszert a 130 K-es mágneses kompenzációs hőmérséklet alatt és fölött. A várakozásokkal megegyezően a ^{57}Fe spektrum a kompenzációs hőmérséklet felett leírható a térrel párhuzamos homogén Fe rétegmágnesezettséggel. A kompenzációs hőmérséklet alatt azonban (ahol a két Gd-réteg mágnesezettsége meghaladja a Fe mágnesezettségét) a homogén Fe rétegmágnesezettség várt előjelváltása helyett egy inhomogén, széles szögeloszlású mágnesezettségre utaló jelet detektáltunk, amit kvalitatíve értelmeztem egy mágneses kicserélődési rugó modell segítségével.

A tézispontokhoz tartozó közlemények

- [TF1] F. Tanczikó, L. Deák, D.L. Nagy, L. Bottyán; „Conversion electron Mössbauer spectroscopy with a linearly polarized source”; Nuclear Instruments Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **226** 461-468, (2004)
- [TF2] F. Tanczikó, Sz. Sajti, L. Deák, D.G. Merkel, G. Endrőczy, D.L. Nagy, L. Bottyán, W. Olszewski, K. Szymanski; „Electron proportional gas counter for linear and elliptical Mössbauer polarimetry”; Review of Scientific Instruments **81** 023302 (2010)
- [OW] W. Olszewski, K. Szymański, D. Satuła, L. Dobrzyński, L. Bottyán, F. Tanczikó; „Magnetic texture determination by Conversion Electron Mössbauer Spectroscopy with circularly polarized beam”; Nuclear Instruments Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **266** 3319-3324 (2008)
- [TF3] F. Tanczikó, L. Bottyán, A.I. Chumakov, B. Croonenborghs, L. Deák, J. Korecki, J. Meersschant, D.G. Merkel, D.L. Nagy, N. Planckert, R. Rüffer, H.D. Rüter, Sz. Sajti, C. Strohm, E. Szilágyi, K. Szymański, Á. Tunyogi, V. Vanhoof; „Sign Determination of the Hyperfine Field by Elliptically Polarized Nuclear Resonant Synchrotron Radiation”; Nuclear Instruments Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, beküldés előtt

[TF4] F. Tanczikó, L. Bottyán, L. Deák, D.G. Merkel, D.L. Nagy; „Sign Determination of the Hyperfine Field by Elliptically Polarized Mössbauer Source”; *Hyperfine Interactions* **188** 79-84 (2009)

[SSz] Sz. Sajti, F. Tanczikó, L. Deák, D.L. Nagy and L. Bottyán; „Angular dependence, blackness and polarization effects in integral conversion electron Mössbauer spectroscopy”; *Physical Review B*, beküldés előtt; arXiv:0912.1539v1

További publikáció a dolgozat témájában

F. Tanczikó, L. Deák, D.L. Nagy, L. Bottyán; „Thin Film Studies with Magnetic-Field CEMS Detector: Mössbauer Polarimetry with Linearly Polarized Source”; *Condensed Matter Studies by Nuclear Methods* Proc. XXXVIII. Zakopane School of Physics, Zakopane, pages 175-182. Jagellonian University Kraków, (2003)

Köszönetnyilvánítás

Mindenekelőtt témavezetőmnek, Bottyán Lászlónak szeretnék köszönetet mondani a munkámhoz nyújtott önzetlen segítségéért. Köszönettel tartozom Nagy Dénes Lajosnak, Deák Lászlónak a munkámhoz adott hasznos útmutatásokért, tanácsokért. Külön szeretném megköszönni Sajti Szilárdnak, és Major Mártonnak a kiértékelésekben, Endrőczy Gábornak, és Merkel Dánielnek a berendezés építésekben nyújtott segítségét, Szilágyi Editnek, és Tunyogi Árpádnak pedig a szinkrotronos mérésekben való közreműködését, és a mintákon végzett RBS méréseket. Külön köszönet illeti Molnár Bélát, és Kovácsné Bogdán Csillát a $^{57}\text{Co}(\alpha\text{-Fe})$ Mössbauer-források elkészítéséért. Végül, de nem utolsó sorban szeretném megköszönni Fetzter Csabának, és Fenyves Józsefnek a Mössbauer-mérésekben nyújtott segítségét, valamint Kertész Gábornak az MBE-s mintapreparációkban való közreműködését.

Felhasznált irodalom

- [1] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2442
- [2] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, U. Walz, M.B. Brodsky, H. Sowers, *J. Appl. Phys.* **61** (1987) 3750
- [3] C.F. Majkrzak, J.W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D.B. McWhan, Y. Yafet, J.V. Waszczak, C. Vettier, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 2700

- [4] M.B. Salomon, S. Sinha, J.J. Rhyne, J.E. Cunningham, R.W. Erwin, J. Borchers, C.P. Flynn, *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 259
- [5] A. Cebollada, J.L. Martinez, J.M. Gallego, J.J. de Miguel, R. Miranda, S. Ferrer, F. Batallan, G. Fillion, P. Rebouillat, *Phys. Rev. B* 39 (1989) 9726
- [6] S. Toscano, B. Briner, H. Hopster, M. Landolt, *J. Magn. Magn. Mat.* 114 (1992) L6
- [7] E.E. Fullerton, J.E. Matson, S.R. Lee, C.H. Sowers, Y.Y. Huang, G. Felcher, S.D. Bader, F.T. Parker, *J. Magn. Magn. Mat.* 117 (1992) L301
- [8] J. Unguris, R.J. Celotta, D.T. Pierce, *J. Magn. Magn. Mat.* 127 (1993) 205
- [9] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988) 2472
- [10] Bakonyi Imre, Simon Eszter, Péter László, *Fizikai Szemle* 2008/2, 41
- [11] http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/index.html
- [12] M. Julliere, *Phys. Lett.* 54A (1975) 225
- [13] J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong, R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 3273
- [14] K. Nagasaka, *J. Magn. Magn. Mat.* 321 (2009) 508
- [15] K. Miura, H. Muraoka, Y. Nakamura, *IEEE Trans. Magn.* 37 (2001) 1926
- [16] A.Kovács, D.G. Merkel, F. Tanczikó, S. Stankov, Y. Hirotsu, L. Bottyán, *Scripta Mater* 58 (2008) 635
- [17] D.G. Merkel, F. Tanczikó, S. Sajti, M. Major, A. Németh, L. Bottyán, Z.E. Horváth, J. Waizinger, S. Stankov, A. Kovács, *J Appl Phys* 104 (2008) 013901
- [18] D.G. Merkel, Sz. Sajti, Cs. Fetzter, M. Major, R. Rüffer, A. Rühm, S. Stankov, F. Tanczikó, L. Bottyán, *J Phys Conf Ser* 211 (2010) 012029
- [19] D.L. Nagy, L. Bottyán, B. Croonenborghs, L. Deák, B. Degroote, J. Dekoster, H.J. Lauter, V. Lauter-Pasyuk, O. Leupold, M. Major, J. Meersschaut, O. Nikonov, A. Petrenko, R. Rüffer, H. Spiering, E. Szilágyi, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 157202
- [20] L. Bottyán, L. Deák, J. Dekoster, E. Kunnen, G. Langouche, J. Meersschaut, M. Major, D.L. Nagy, H.D. Rüter, E. Szilágyi, K. Temst, *J. Magn. Magn. Mat.* 240 (2002) 514
- [21] K. Temst, E. Kunnen, V.V. Moschalkov, H. Maletta, H. Fritzsche, Y. Bruynseraede, *Physica B* 276-278 (2000) 684
- [22] Major Márton, *Doktori Értekezés, Eötvös Loránd Tudományegyetem*, 2006.
- [23] Nagy Dénes Lajos, Bottyán László, Deák László, Major Márton, Szilágyi Edit, Tanczikó Ferenc *Fizikai Szemle* 2004/11, 368
- [24] M. Major, L. Bottyán, J. Meersschaut, D.L. Nagy, A.V. Petrenko, F. Tanczikó, *Physica B* 397 (2007) 53
- [25] R. Schäfer, *J. Magn. Magn. Mat.* 148 (1995) 226
- [26] M. Rührig, R. Schäfer, A. Hubert, R. Mosler, J.A. Wolf, S. Demokritov, P. Grünberg, *Phys. Stat. Sol. (a)* 125 (1991) 635

- [27] J. Meersschaut, C. L'abbé, F.M. Almeida, J.S. Jiang, J. Pearson, U. Welp, M. Gierlings, H. Maletta, S.D. Bader, Phys. Rev. B 73 (2006) 144428
- [28] S.S. Hanna, J. Heberle, C. Littlejohn, G.J. Perlow, R.S. Preston and D.H. Vincent, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 177
- [29] S.S. Hanna, J. Heberle, G.J. Perlow, R.S. Preston and D.H. Vincent, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 513
- [30] S. Foner, Rev. Sci. Instr. 30 (1959) 548
- [31] Mészáros Sándor, Fizikai Szemle 1978/6, 204
- [32] P.Q.J. Nederpel and J.W.D. Martens, Rev. Sci. Instr. 56 (1985) 687
- [33] S. Shtrikman and S. Somekh, Rev. Sci. Instr. 40 (1969) 1151
- [34] S. Shtrikman, Solid State Commun. 5 (1967) 701
- [35] J.P. Stampfel and P.A. Finn, *Mössbauer Effect Methodology*, (ed. I.J. Guverman) 6 (1971) 95, Plenum Press, New York
- [36] F. Varret, P. Imbert, G. Jehanno, R. Saint-James, Phys. Stat. Sol (a) 27 (1975) K99
- [37] M. Henry, F. Varret, Phys. Stat. Sol. (a) 44 (1977) 601
- [38] J. Jähke, J. Pollmann, H.D. Rüter, W. Sturhahn, E. Gerdau and G.V. Smirnov, 4th Seeheim Workshop on Mössbauer Spectroscopy, May 24-28, 1994, Seeheim, Germany
- [39] J. Jähke, H.D. Rüter, E. Gerdau G.V. Smirnov, W. Sturhahn, J. Pollmann, Nucl. Instr. Meth. B 155 (1999) 189
- [40] F. Varret, J. Danon, P. Imbert, G. Jehanno, J. Physique 35 (1974) C1, 87
- [41] U. Gonser, H. Sakai, W. Keune, J. Physique Colloque C6 (1976) C6-709
- [42] W. Keune, S.K. Date, I. Dézsi, U. Gonser, J. Appl. Phys. 46 (1975) 3914
- [43] M.B. Stearns, Phys. Rev. 129 (1963) 1136
- [44] L. Häggström, L. Granas, R. Wäppling and S. Devanarayanan, Phys. Scripta 7 (1973) 125
- [45] K. Szymański, L. Dobrzyński and R. Burzyńska, Hyp. Int. 59 (1990) 477
- [46] D. Satula, K. Szymański, L. Dobrzyński and J. Waliszewski, J. Magn. Magn. Mater. 119 (1993) 309
- [47] K. Szymański, L. Dobrzyński, B. Prus, M.J. Cooper, Nucl. Instr. Meth. B 119 (1996) 438
- [48] K. Szymański, L. Dobrzyński, J. Waliszewski, A. Wiśniewski, Act. Phys. Pol. A, 59 (1989) 411
- [49] K. Szymański, L. Dobrzyński, D. Satula, K. Perzyńska, Hyp. Int. 136/137 (2001) 165
- [50] W. Olszewski, K. Szymański, D. Satula, L. Dobrzyński, Nukleonika 52 (2007) S17
- [51] W. Olszewski, K. Szymański, D. Satula, L. Dobrzyński, L. Bottyán, F. Tanczikó, Nucl. Instr. Meth. B 266 (2008) 3319
- [52] H. Frauenfelder, D.E. Nagle, R.D. Taylor, D.R.F. Cohan, W.M. Visscher, Phys. Rev. 126 (1962) 1065
- [53] I. Dézsi, B. Molnár, Nucl. Instr. and Meth. 54 (1967) 105
- [54] G.J. Perlow, S.S. Hanna, M. Hammermesh, C. Littlejohn, D.H. Vincent, R.S. Preston, J. Heberle, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 74
- [55] U. Gonser, R.W. Grant, H. Wiedersich, S. Geller, Appl. Phys. Lett. 9 (1966) 18

- [56] N. Blum, L. Grodzins, Phys. Rev. 136 (1964) A133
- [57] S. Foner, A.J. Freeman, N.A. Blum, R.B. Frankel, E.J. McNiff, H.C. Praddaude, Phys. Rev. 181 (1969) 863
- [58] F. Tanczikó, L. Bottyán, L. Deák, D.G. Merkel, D.L. Nagy, Hyp. Int. 188 (2009) 79
- [59] C. L'abbé, J. Meersschaut, W. Sturhahn, J.S. Jiang, T.S. Toellner, E.E. Alp and S.D. Bader, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 037201.
- [60] K. Szymański, D. Satuła, L. Dobrzyński and B. Kalska, Acta Phys. Pol. B 35 (2004) 2313.
- [61] R.L. Mössbauer, Z. Physik 151 (1958) 124
- [62] R.V. Pound, G.A. Rebka Jr., Phys. Rev. Letters 3 (1959) 554
- [63] J.P. Schiffer, W. Marshall, Phys. Rev. Letters 3 (1959) 556
- [64] H. Frauenfelder, *The Mössbauer effect* W.A. Benjamin Inc. New York, 1963.
- [65] G.K. Wertheim, *Mössbauer Effect, Principles and Applications*, Academic Press, New York, London, 1964
- [66] V.I. Goldanskij, R.H. Herber, *Chemical Applications of Mössbauer Spectroscopy*, Academic Press, New York, London, 1968.
- [67] Ju. Kagan, *Effect Messzbauera*, Izd. Inostrannoj Lityeraturi, Moskva, 1962
- [68] N.N. Greenwood, T.C. Gibbs, *Mössbauer Spectroscopy*, Chapman and Hall Ltd., London, 1971
- [69] J.G. Stevens and V.E. Stevens, *Mössbauer Effect Data Index*, I.F.I. Plenum, New York 1976
- [70] Deák László, PhD értekezés, KFKI RMKI 1999
- [71] A.M. Afanas'ev, Yu. Kagan, Sov. Phys. – JETP 21 (1965) 215
- [72] M.A. Andreeva, R.N. Kuz'min, *Messbauerovskaya Gamma-Optika*, Moscow University, 1982
- [73] G.M. Borzdov, L.M. Barskovskii, V.I. Lavrukovich, Zh. Prikl. Spektrosk. 25 (1976) 526
- [74] M. Blume, O.C. Kistner, Phys. Rev. 171 (1968) 417
- [75] H. Spiering, Hyp. Int. 24-26 (1985) 737
- [76] J.P. Hannon, N.V. Hung, G.T. Trammel, E. Gerdau, M. Mueller, R. Rüffer, H. Winkler, Phys. Rev. B 32 (1984) 5068
- [77] L. Deák, L. Bottyán, D.L. Nagy, Hyp. Int. 92 (1994) 1083
- [78] A.Q. Baron, J. Arthur, S.L. Ruby, A.I. Chumakov, G.V. Smirnov, G.S. Brown, Phys. Rev. B 50 (1994) 10354
- [79] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, New York, 7th edition, 1978
- [80] M. Lax, Rev. Mod. Phys. 23 (1951) 287
- [81] Fetzér Csaba, Egyetemi doktori értekezés, Központi Fizikai Kutatóintézet 1986
- [82] M.J. Tricker, L.A. Ash and T.E. Cranshaw, Nucl. Instr. Meth. 143 (1977) 307
- [83] F. Salvat, J. Parellada, Nucl. Instr. Meth. B 1 (1984) 70
- [84] R.A. Krakowski, R.B. Miller, Nucl. Instr. Meth. 100 (1972) 93
- [85] J. Bainbridge, Nucl. Instr. Meth. 128 (1975) 531
- [86] G.P. Huffman, Nucl. Instr. Meth. 137 (1976) 267

- [87] D. Liljequist, J. Phys. D 10 (1977) 1363
- [88] D. Liljequist, J. Phys. D 11 (1978) 839
- [89] D. Liljequist, T. Ekdahl, U. Bäverstam, Nucl. Instr. Meth. 155 (1978) 529
- [90] G. Schatz, A. Weidinger, *Nuclear Condensed Matter Physics – Nuclear Methods and Applications*, Wiley & Sons, 1996 Chichester, England
- [91] K.R. Swanson and J.J. Spijkerman, J. Appl. Phys. 41 (1970) 3155
- [92] K.P. Mithofanov, V.S. Shipnel, Soviet Phys. JETP 13 (1961) 686
- [93] Ts. Bonchev, A. Jordanov, A. Minkova, Nucl. Instr. Meth. 70 (1969) 36
- [94] M. Petrera, U. Gonser, U. Hasmann, W. Keune, J. Lauer, J. Physique Colloque 37 (1976) C6-296
- [95] Cs. Fetzler, I. Dézsi, I. Szűcs, F. Tanczikó, A. Balogh, Surf. Sci. 603 (2009) 3021
- [96] Y. Isozumi, D.-I. Lee, I. Kádár, Nucl. Instr. Meth. 120 (1974) 23
- [97] J.A. Sawicki, B.D. Sawicka, J. Stanek, Nucl. Instr. Meth. 138 (1976) 565
- [98] J.G. Mullen, J. Stevenson, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 77
- [99] M. Inaba, H. Nakagawa, Y. Ujihira, Nucl. Instr. Meth. 180 (1981) 131
- [100] A.I. Chumakov, A.B. Dubrovin, G.V. Smirnov, Nucl. Instr. Meth. 216 (1983) 505
- [101] L.X. Liao, D.H. Ryan, Z. Altounian, Rev. Sci. Instr. 64 (1992) 679
- [102] Nagy D.L., Fizikai Szemle 47 (1997) 150
- [103] Vankó György, Kémia Új Eredményei 100 (2008) 133
- [104] E. Gerdau, R. Rüffer, H. Winkler, W. Tolksdorf, C.P. Klages and J.P. Hannon, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 835.
- [105] E. Gerdau, H. de Waard, (szerkesztők) *Nuclear resonant scattering of synchrotron radiation* Hyp. Int. 123–124 (1999)
- [106] J.O. Carlsson, in: R.F. Bunshah (ed.): *Handbook of Deposition Technologies for Films and Coatings*, Noyes Publications, New Jersey, 1994, 7. fejezet
- [107] W. Plieth: *Electrochemistry for Materials Science* Elsevier B.V., 2008
- [108] I. Bakonyi, L. Péter, Prog. Mat. Science 55 (2010) 107
- [109] J.A. Thornton, J.E. Greene in: R.F. Bunshah (ed.): *Handbook of Deposition Technologies for Films and Coatings*, Noyes Publications, New Jersey, 1994, 5. fejezet
- [110] K. Wasa, S. Hayakawa: *Handbook of Sputter Deposition Technology*, Noyes Publications, New Jersey, 1992
- [111] R.F. Bunshah, in: R.F. Bunshah (ed.): *Handbook of Deposition Technologies for Films and Coatings*, Noyes Publications, New Jersey, 1994, 4. fejezet
- [112] W. Keune, Nucl. Instr. Meth. 116 (1974) 591
- [113] Tanczikó Ferenc, Major Márton, Nagy Dénes Lajos, Fizikai Szemle 2007/3, 78
- [114] <http://mffo.rmki.kfki.hu/molecular>
- [115] H.-D. Pfannes, U. Gonser, Nucl. Instr. Meth. 114 (1974) 297
- [116] F. Tanczikó, L. Deák, D.L. Nagy, L. Bottyán, Nucl. Instr. Meth. B 226 (2004) 461

- [117] F. Tanczikó, L. Deák, D.L. Nagy, L. Bottyán, *Condensed Matter Studies by Nuclear Methods* (Proc. XXXVIII. Zakopane School of Physics, Zakopane, 2003), E.A. Görlich, K. Królas, A. T. Pędziwiatr (eds.), Institute of Physics, Jagellonian University Kraków, (2003), pp. 175
- [118] H. Spiering, L. Deák, L. Bottyán, *Hyp. Int.* 125 (2000) 197
- [119] H. Spiering in G.J. Long (ed.) *Mössbauer Spectroscopy Applied to Inorganic Chemistry* Plenum Press (1984), chapter 6
- [120] F. Tanczikó, Sz. Sajti, D.G. Merkel, L. Deák, G. Endrőczy, D.L. Nagy, L. Bottyán, W. Olszewski, K. Szymański, *Rev. Sci. Instr.*, 81 (2010) 023302
- [121] J.M.D. Coey, *J. Magn. Magn. Mater.* 248 (2002) 441
- [122] S.M. Irkaev, M.A. Andreeva, V.G. Semenov, N. Belozerskii, O.V. Grishin, *Nucl. Instr. Meth. B* 74, (1993) 545
- [123] V.E. Kuncser, M. Doi, W. Keune, M. Askin, H. Spies, J.S. Jiang, A. Inomata, S.D. Bader, *Phys. Rev. B* 68 (2003) 064416
- [124] G.V. Smirnov, *Hyp. Int.* 97/98 (1996) 551.
- [125] F. Tanczikó, L. Bottyán, A.I. Chumakov, B. Croonenborghs, L. Deák, J. Korecki, J. Meersschant, D.G. Merkel, D.L. Nagy, N. Planckert, R. Rüffer, H.D. Rüter, Sz. Sajti, C. Strohm, E. Szilágyi, K. Szymański, Á. Tunyogi, V. Vanhoof, *Nucl. Instr. Meth. B*, beküldés előtt
- [126] K. Szymański, *Physics Reports* 423 (2006) 295
- [127] J.R. Arthur, *Surface Science*, 500 (2002) 189
- [128] http://fys.kuleuven.be/iks/nvsf/exp_fac_mbe.php
- [129] R. Rüffer and A.I. Chumakov, *Hyp. Int.* 97/98 (1996) 589.
- [130] <http://mffo.rmki.kfki.hu/EG2R>
- [131] Á. Tunyogi, F. Pászti, Z. Osváth, F. Tanczikó, M. Major, E. Szilágyi, *Nucl. Instr. and Meth. B* 249 (2006) 384.
- [132] E. Kótai, *Nucl. Instr. and Meth. B* 85 (1994) 588.
- [133] J.P. Hannon, G.T. Trammel, *Phys. Rev.* 186 (1969) 306
- [134] M.E. Rose, *Elementary Theory of Angular Momentum*, 32-48. oldal, Wiley, New York, 1957
- [135] Sz. Sajti, F. Tanczikó, L. Deák, D.L. Nagy and L. Bottyán, [arXiv:0912.1539v1](https://arxiv.org/abs/0912.1539v1)
- [136] L. Deák, L. Bottyán, D.L. Nagy, and H. Spiering, *Phys. Rev. B* 53 (1996) 6158
- [137] D. Liljequist and M. Ismail, *Phys. Rev. B* 31 (1985) 4131
- [138] L. Deák, L. Bottyán, D.L. Nagy, H. Spiering, Y.N. Khaidukov, and Y. Yoda, *Phys. Rev. B* 76 (2007) 224420
- [139] S.M. Irkaev, M.A. Andreeva, V.G. Semenov, N. Belozerskii, O.V. Grishin, *Nucl. Instr. Meth. B* 74, (1993) 554
- [140] L. Landau, and E. Lifshitz, *Electrodynamics of continous media*, vol. 8 of *Course of theoretical physics*, chap. XI, pp. 332, 2nd edition, Pergamon, 1984

- [141] E. Hairer, C. Lubich, and G. Wanner, *Geometric Numerical Integration: Structure-preserving Algorithms for Ordinary Differential Equations*, vol. 31 of *Springer series in computational mathematics*, chap. III, pp. 83 – 87, 2nd edition, Springer, 2006
- [142] D. Liljequist, Nucl. Instr. Meth. B 142 (1998) 295
- [143] F. Nagy and Z. Klencsár, Nucl. Instr. Meth. B 245 (2006) 528
- [144] S. Margulies and J.R. Ehrman, Nucl. Instr. Meth. 12 (1961) 131
- [145] <http://www.fs.kfki.hu>
- [146] <http://ak-guetlich.chemie.uni-mainz.de/effi>
- [147] K. Cherifi, C. Dufour, Ph. Bauer, G. Marchal, Ph. Magnin, Phys. Rev. B 44 (1991) 7733
- [148] R.E. Camley, Phys. Rev. B 35 (1987) 3608
- [149] S. Demirtas, A.R. Koymen, H. Zheng, J. Phys.: Cond. Mat. 16 (2004) L213
- [150] D. Haskel, G. Strajer, Y. Choi, D.R. Lee, J.C. Lang, J. Meersschant, J.S. Jiang, S.D. Bader, Phys. Rev. B 67 (2003) 180406
- [151] N. Hosoi, H. Hashizume, N. Ishimatsu, J. Phys.: Cond. Mat. 14 (2002) 5289
- [152] R.E. Camley, D.R. Tilley, Phys. Rev. B 37 (1988) 3413
- [153] R.E. Camley, Phys. Rev. B 39 (1989) 12316
- [154] J.G. LePage, R.E. Camley, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1152
- [155] W. Hahn, M. Loewenhaupt, Y.Y. Huang, G.P. Felcher, S.S.P. Parkin, Phys. Rev. B 52 (1995) 16041
- [156] Major Márton, PhD értekezés, Eötvös Loránd Tudományegyetem, 2006.
- [157] D.T. Pierce, J. Unguris, R.J. Celotta, M.D. Stiles, J. Magn. Magn. Mat. 200 (1999) 290
- [158] U.K. Rössler, A.N. Bogdanov, Phys. Rev. B 69 (2004) 184420
- [159] K.H. Hellwege and O. Madelung (eds.), *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, volume 19A, Springer-Verlag, 1986
- [160] V.L. Aksenov, K.N. Jermenkov, S.V. Kozhevnikov, H. Lauter, V. Lauter-Pasyuk, Yu.V. Nikitenko, A.V. Petrenko, JINR Communications D13-2004-47 (2004)
- [161] D.L. Mills, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 18
- [162] W. Saslow, D.L. Mills, Phys. Rev. 171 (1968) 488
- [163] F. Keffer, H. Chow, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1061
- [164] R.W. Wang, D.L. Mills, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 920
- [165] N.S. Almeida, D.L. Mills, Phys. Rev. B 52 (1995) 13504
- [166] Merkel Dániel, Diplomamunka, Eötvös Loránd Tudományegyetem, 2004.
- [167] D.L. Nagy, L. Bottyán, L. Deák, E. Szilágyi, H. Spiering, J. Dekoster, G. Langouche, Hyp. Int. 126 (2000) 353